

光学系统中的二元光学元件

樊仲维

(中国科学院长春光学精密机械研究所, 长春 130021)

摘要 本文回顾了二元光学元件的发展过程, 简要介绍了用于校正光学系统象差的二元光学元件的设计及制作过程, 对其应用领域, 局限性和发展前景作了简要分析。

关键词: 二元光学, 象差, 衍射位相轮廓

1 引言

二元光学元件(Binary Optical Elements, 简写BOE)是一种位相型的衍射光学元件。它以光的衍射效应为基本工作原理, 采用对光学波面的分析来设计衍射位相轮廓。目前制作二元光学元件的方法主要有微电子工艺中的刻蚀法、镀膜法, 高精度钻石车床程序控制切削法等。其中微电子工艺技术中的刻蚀法是目前采用的主要手段。由于实际制作出的位相轮廓, 是以2为量化倍数, 对理想的连续位相轮廓的台阶形状近似, 故被称为“二元光学元件”。

衍射光学元件的使用, 可以追溯到1871年, L. Rayleigh首先使用了一种在今天被称为菲涅耳波带板的元件^[1], 衍射光栅和菲涅耳透镜^[2]为人们所熟悉。本世纪60年代初激光的出现, 使全息术又重新活跃起来。1966年, B. R. Brown^[3]等人制作出了计算全息图。1968年, L. B. Lesem^[4]等人制作出了相息图(kinoform), 二元光学元件则出现于本世纪70年代末。它是借助国际上七十年代和八十年代集成电路制作技术的迅速发展而出现的。当时, 麻省理工学院林肯实验室的研究人员开始研究激光雷达传感器中用于控制光线的透镜, 它要求把一束激光分为12个光束, 用一个直线型的阵列探测器接收。如果用传统的光学透镜分束, 其分束过程将十分复杂, 不仅装调十分困难, 安装的重复性也差。因此, 设计师们放弃了传统的设计方法, 设计并利用微电路印刷技术制作出了具有二个台阶结构的二元光学元件。尽管它的衍射效率很低, 但其结果满足了使用要求, 并因此提高了激光雷达的探测效率。几乎同时, 休斯公司丹伯里(Danbury)光学系统分部的研究人员, 也设计制作出了二元光学元件, 用来取代因尺寸太大, 无法用光学办法制作的全息片, 应用在大型望远镜的反射镜上, 取得了满意的效果。此即为二元光学研究的开端。自此国际上广泛开展了对二元光学元件应用的研究。美国在这方面的研究处于世界前列。MIT Lincoln Lab.^[5], Hughes Aircraft Corp., Perkin-Elmer Corp.^[6], 3M company^[7], Honeywell Inc.^[8]等均做了大量的工作。二元光学元件已应用于激透镜阵列^[9,10]、波面位相校正及激光相干合成^[11-15]、光学成像系统^[16-19]、位相滤波器^[20]等领域。国内起步较

晚^[21-24],始于八十年代后期,清华大学,北京物理所,长春光机所等是国内开展这方面工作的主要单位。限于篇幅,本文主要介绍用于校正光学系统象差的二元光学元件。

将衍射位相轮廓制作在普通的光学元件上,如透镜、反射镜表面,从而形成一类新型的光学元件。通过对位相轮廓的设计,我们可以使衍射光的能量集中在某一衍射级次上——一般为一级。这样二元光学元件能用于光学成像系统中。人们有利用全息透镜^[25]和计算全息图在光学系统中校正象差的经验。但它一般使用离轴的一级光,这不仅限制了光学系统的视场,而且光的利用效率不甚高。因此限制了应用场合。二元光学元件在制成多台阶时则具有较高的衍射效率,不存在离轴光问题。由于二元光学元件可以在理论上被设计为能产生出任意波前的位相,因此它较普通光学元件具有更大的设计自由度,能实现普通光学元件难以实现的功能。此外,二元光学元件的制作借用了发达的大规模以及超大规模集成电路制作工艺。一般的二元光学元件具有重量轻、厚度薄等优点,甚至可在普通的光学元件的一个面上形成二元光学位相轮廓,因此大大简化了结构。如将位相轮廓刻蚀成模具,还可进行复制,它已被应用在红外和远红外波段工作的光学系统中。实践证明^[26],应用二元光学元件改进某些光学系统,能够简化光学系统结构,减少构成系统的光学元件数量,减轻重量,提高某些性能,如增大视场、提高相对孔径,改善成像质量等。具有明显的应用价值。

2 基本工作原理

传统的成像光学系统,是通过光学元件对光线的折射和反射作用,利用几何光线的概念,根据折射定理和反射定理,求出成像位置和大小。而衍射光学元件则是通过对入射光线的衍射作用,在像面上形成一定的像场分布。可以通过对衍射成像过程反过来求得衍射光学元件的位相轮廓。根据目前二元光学元件的制作工艺水平,一般衍射结构特征尺寸大于5倍波长,因此可运用标量衍射理论来设计二元光学元件。下面将指出衍射透镜是以怎样的方式与折射透镜相对应的。

考虑单个薄透镜,在近轴近似条件下,其透过率函数可以写成如下形式^[27]:

$$t_r = \exp[jkn\Delta_0] \exp[-j\frac{k}{2f}(x^2 + y^2)] \quad (1)$$

其中 Δ_0 为薄透镜的中心厚度, x, y 为透镜切平面座标, n 为透镜材料的折射率, f 为透镜的焦距。对于旋转轴对称情形,为简化起见,我们讨论一维的情形,所得结果不难推及二维。将透镜的透过率函数写成:

$$t_r = \exp[j\varphi(x)] \quad (2)$$

$\varphi(x)$ 为任意的位相函数。根据位相函数的周期性,衍射透镜对于位相幅度进行限制,如图1所示。其中图1(a)为具有任意位相函数分布的折射透镜的位相函数 $\varphi(x)$,图1(b)为对 $\varphi(x)$ 限制在 $\pm\frac{\alpha}{2}$ 范围内所形成的衍射透镜的位相函数 $\varphi'(x)$ 。衍射透镜的透过率函数因此可以写成:

$$t_d = \exp[j\varphi'(x)] \quad (3)$$

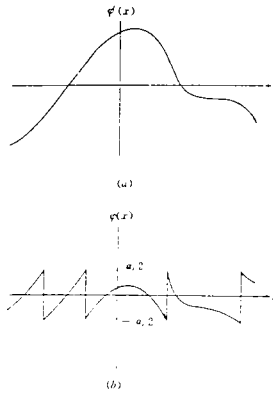


图 1 对于具有任意位相的折射位相函数(a)与衍射位相函数(b)的比较

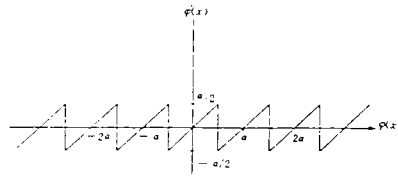


图 2 衍射位相函数 $\varphi'(x)$ 与折射位相函数 $\varphi(x)$ 之间的关系

衍射透镜的位相函数 $\varphi'(x)$ 与折射透镜的位相函数 $\varphi(x)$ 的关系,可由图 2 表示。明显地, $\varphi'(x)$ 是以 α 为周期, $\varphi(x)$ 的周期函数。因此, $\exp[j\varphi'(x)]$ 也是以 α 为周期 $\varphi(x)$ 的周期函数, 将其写成傅里叶级数开式, 即为:

$$\exp[j\varphi'(x)] = \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m \exp[j2\pi m\varphi(x)/\alpha] \quad (4)$$

根据傅里叶光学理论, 衍射后各衍射分量振幅为:

$$\begin{aligned} C_m &= \frac{1}{\alpha} \int_{-\frac{\alpha}{2}}^{\frac{\alpha}{2}} e^{j\varphi(x)} e^{-j2\pi m\varphi(x)/\alpha} d\varphi(x) \\ &= \frac{\sin(\alpha - 2\pi m)}{\alpha - 2\pi m} \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned} \quad (5)$$

式(5)中, 如 $\alpha = 2\pi$, 则当 $m = 1$ 时, $C_m = 1$, 其余 C_m 均为 0。此时衍射位相函数可以写成:

$$\exp[j\varphi'(x)] = \exp[j\varphi(x)] \quad (6)$$

因此, $t_r = t_d$ (7)

即此时衍射透镜与折射透镜的透过率函数一致, 从衍射透镜出射的波前与从折射透镜出射的波前完全一致。并且此时所有的能量都集中在一级上。因此从理论上衍射效率为 100%。

在制作上, 我们自然是追求这种具有连续位相轮廓的理想衍射透镜。但实际上这根本做不到。二元光学元件是以台阶状的结构去近似这个连续的理想轮廓。这种量化做法势必造成高级次衍射光的出现和杂散光。

3 初级象差特性^[16]

二元光学元件与全息透镜、相息图等均属衍射光学元件, 对于入射光线方向改变遵从光栅方程, 有着基本相同的象差特性。因此用全息透镜的初级象差特性进行说明。Sweett^[28] 研究了将平基面的全息透镜模拟为普通透镜的方法, 并给出了当光阑与全息透镜位置重合时的五种单色象差公式。Kleinhan^[29] 给出了曲面波带板和非涅耳透镜的三级象差形式。他们的研究结

果表明,衍射光学元件的单色近轴象差与一般的透镜和反射镜相似,赛德象差理论也可以应用到衍射透镜的设计之中。Buralli^[30]等则给出了更为一般的赛德象差形式,即基面为曲面的情形。如果衍射透镜的位相函数为:

$$\varphi(r) = 2\pi(Ar^2 + Gr^4 + \dots) \quad (8)$$

式中 r 为透镜在半径方向的距离, G 为四次非球面项,由傅里叶光学^[31],我们可以把此透镜的近轴光焦度表示为(一级):

$$\Phi = -2\lambda A \quad (9)$$

λ 为中心波长。如果把光学系统的初级象差的波象差及项式 W ,表示成归一化的物高 h 和出瞳极坐标 ρ 和 θ_p 的函数形式^[32]:

$$W(h, \rho, \cos\theta_p) = \frac{1}{8}S_1\rho^4 + \frac{1}{2}S_1h\rho^3\cos\theta_p + \frac{1}{2}S_1h^2\rho^2\cos\theta_p + \frac{1}{4}(S_1 + S_2)h^2\rho^2 + \frac{1}{2}S_3h^3\rho\cos\theta_p \quad (10)$$

式中 $S_1 \sim S_5$ 分别为初级球差、彗差、象散、场曲和畸变系数。这五种象差系数分别由对薄透镜的五种象差系数,取折射率为无限大极限而得出。由于非球面项仅仅影响孔径的 4 次方,因此当光阑与衍射透镜位置重合时,非球面项仅对球差系数产生影响^[33],由于其它象差系数与孔径关系低于 4 次方,因而 5 种象差系数为:

$$S_1 = \frac{y^4\Phi^3}{4}(1 + B^2 + 4BT + 3T^2) - 8\lambda Gy^4 \quad (11a)$$

$$S_2 = \frac{-y^2\Phi^2H}{2}(B + 2T) \quad (11b)$$

$$S_3 = H^2\Phi \quad (11c)$$

$$S_4 = 0 \quad (11d)$$

$$S_5 = 0 \quad (11e)$$

式中 y 为近轴边光在衍射透射上入射高度, H 为拉格朗日不变量, B 和 T 分别为无量纲的弯曲参数和共轭参数,定义为:

$$B = \frac{2C}{\Phi} \quad (12)$$

$$T = \frac{u + u'}{u - u'} \quad (13)$$

式中 C 为衍射透镜曲面基底的曲率, u 和 u' 分别为近轴边光入射和衍射出透镜时,光线与光轴夹角。当光阑位置不与衍射透镜重合时,5 种单色象差系数由光阑移动公式给出:

$$S_i^* = S_i \quad (14a)$$

$$S_i^* = S_i + \frac{\bar{y}}{y}S_1 \quad (14b)$$

$$S_i^* = S_i + 2\frac{\bar{y}}{y}S_1 + \left(\frac{\bar{y}}{y}\right)^2S_1 \quad (14c)$$

$$S_k^* = S_k \quad (14d)$$

$$S_v^* = S_v + \frac{\bar{y}}{y}(3S_1 + S_2) + 3\left(\frac{\bar{y}}{y}\right)^2S_1 + \left(\frac{\bar{y}}{y}\right)^3S_1 \quad (14e)$$

式中 \bar{y} 为近轴主光线在衍射透镜上入射高度的变化量。

如果全息透镜是用波长为 λ_0 的光曝光制作而成的, 焦距为 f_0 , 当此全息透镜工作在波长 λ 时, 根据全息透镜的光焦度与照明光的波长的关系^[28], 此时全息透镜的焦距 f 为^[34]:

$$f = f_0 \lambda_0 / \lambda \quad (15)$$

由此可以得出工作在 F 光, C 光和 d 光时全息透镜焦距之间的关系:

$$f_c = f_d \left(\frac{\lambda_d}{\lambda_c} \right), \text{ 和 } f_f = f_d \left(\frac{\lambda_d}{\lambda_f} \right) \quad (16)$$

参照几何光学中光焦度的表达式, Stone^[34] 定义的全息透镜的有效折射率 n^{eff} 由下式给出:

$$\frac{1}{f} = (n^{eff} - 1)C_0, \quad n^{eff} = 1 + \frac{1}{C_0 f} \quad (17)$$

其中 C_0 为常数, 它与制作全息透镜曝光所用光的波长和波前曲率有关。由(16)和(17)两式, 可以得出:

$$n_f^{eff} = 1 + \frac{\lambda_f}{C_0 f_d \lambda_d}, n_c^{eff} = 1 + \frac{\lambda_c}{C_0 f_d \lambda_d}$$

$$n_d^{eff} = 1 + \frac{1}{C_0 f_d} \quad (18)$$

参照几何光学中平均色散系数的形式, 衍射透镜的有效平均色散系数为:

$$\nu^H = \frac{n_d^{eff} - 1}{n_f^{eff} - n_c^{eff}} = \frac{\lambda_d}{\lambda_f - \lambda_c} \quad (19)$$

可见, 衍射透镜的色散与透镜材料无关, 仅与工作光波段, 因而与衍射位相结构特征尺寸有关, 且色散系数为负数。利用这个性质, 在一个面上刻蚀有衍射位相轮廓的正透镜即可校正色差。而这对于传统光学元件来说是无法想象的。Swanson 在他那篇著名的报告^[5] 中, 就介绍了用单个衍射透镜校正色差的例子: 在微光刻和医学领域广泛应用的 K, F_1 激光器, 其工作中心波长为 248nm, 带宽为 2nm。我们知道, 在可见光谱的短波段区, 光学材料的色散很大。在此波段可用的耐久光学材料很少, 能加工成透镜的仅有熔融石英。用传统的消色差方法校正光学系统色差, 至少需要二片不同材料的透镜, 但由于受材料限制, 导致系统复杂, 较难制作。采用二元光学元件则很容易解决问题。麻省理工学院林肯实验室制作了一个直径为 1 英寸, 焦距为 9 英寸的二元光学元件, 把孔径边缘的波色差从单个透镜(折射)时的 3 个波数降为 0.02 个波数。

4 设计及制作技术

二元光学元件, 一般采用计算机辅助设计——优化设计的方法^[5, 35]。由于光学系统中引入了衍射光学元件, 因此需采用“衍射光线”的概念。利用矢量光栅方程, 确定光线出射方向。而计算出的结果仍以“几何象差”计。将折射光线和衍射光线象差纳入一起进行平衡。目前能对衍射光学元件进行优化设计的程序有 CODEV 和 ACCOS 等, 其中以 CODEV 最为常用。

CODEV 可以在所需设计的光学系统的任意位置插入全息衍射表面, 并进行优化设计。它包含有能够模拟全息光学元件的子程序。当设计二元光学元件时, 对此子程序的参数选择项进行选择, 使产生全息图的物点和参考点都处在无限远处相同的位置。这样产生的全息图在插入面上位相是一个常数。再加上一个附加的非球面位相项, 其幂级数形式为:

$$\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sum_{n,m} a_{nm} x^n y^m \quad (20)$$

式中 x 和 y 为二元光学元件衍射位相轮廓的截面坐标。再适当选择约束条件,就可以进行优化设计过程。

在利用计算机辅助设计过程中,有几个需要注意的问题:

(1)在未插入衍射结构之前,先对传统的光学系统进行象差校正;

(2)在系统中某个元件表面附加上衍射结构后,会使系统的光焦度产生微小的变化,因此需对光学系统中光学元件的曲率半径和厚度参数做微量调整,以满足系统工作参数要求。另外,应注意到选择的衍射结构所附面的曲率半径大小对于色差的影响。曲率半径越小,衍射结构的频率就越大,衍射结构所带来的色差也就越大。因此,要权衡附加衍射结构后所带来的色差与所能校正单色象差的关系,做出适当选择;

(3)必须谨慎地选择位相多项式(19)中的系数作为变数。CODEV 仅对一定数量的视场角进行优化。经验表明,过多地选择系数变数或错误选择,会导致在程序选定的视场上出现收敛结果,而在它们之间出现恶劣的象差行为,即产生收敛的假象;另外,对于旋转轴对称的二元光学元件,应充分利用某些系数变量之间的倍数关系,如:

$$r^2 = x^2 + y^2 \quad (21)$$

$$r^4 = x^4 + 2x^2y^2 + y^4 \quad (22)$$

等等。由此降低自由变数的数量,减少优化设计收敛的时间。

总之,优化设计过程是个技术加技巧的过程,在经过一段时间实际设计过程之后,是不难发现和掌握技巧的。

当对位相多项式(20)进行优化设计后,得到一个环形对称的位相函数:

$$\varphi(r) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sum_r a_r r^r \quad (23)$$

r 为透镜在半径方向的距离。欲制作 N 级台阶结构,需将(23)式截成 $\frac{\lambda_0}{N}$ 的离散的倍数形式,然后将其按 λ_0 的倍数压缩,这样就形成了二元光学元件的衍射位相轮廓。

制作时基本上采用大规模集成电路的制作工艺和设备。本文介绍的刻蚀法,主要步骤分为二步,分述如下:

1. 光刻掩模的制作

光刻掩模是二元振幅(透过率为 0 和 1)型掩模^[36]。以制作二台阶结构的二元光学元件所需的掩模为例,把掩模透过率变化点的位置确定方法简述如下:

如图 3 所示,上图是优化设计出的位相函数(23)。中图为将位相函数按 λ_0 ,即位相函数按 2π 压缩后的情形。在透镜中心处,位相值为 0,由中心沿半径方向向外,位相值为 π 时的第一个点,为掩模振幅透过率变化的第一个半径位置,继续这个过程,一般地说, $\varphi(r)$ 值发生 π 的整数倍变化的点,就是光刻掩模振幅透过率发生变化的系列半径位置。然而例外的情形可能出自那些 $d\varphi(r)/dr=0$ 时所对应的变化点的位置。此时欲确定是否是变化点时应格外小心。应进一步检查 $d^2\varphi(r)/dr^2$ 是否也同时为 0,如果 $\frac{d^2\varphi(r)}{dr^2}$ 不为 0,则此点不是变化点,否则是一个变化点。

如果欲制作多于 2 台阶结构的二元光学元件,则需用多个掩模进行多步套刻。用 M 个掩模进行 M 步套刻可获得 2^M 个台阶。那么第 M 步套刻时所用掩模,其振幅透过率发生变化的

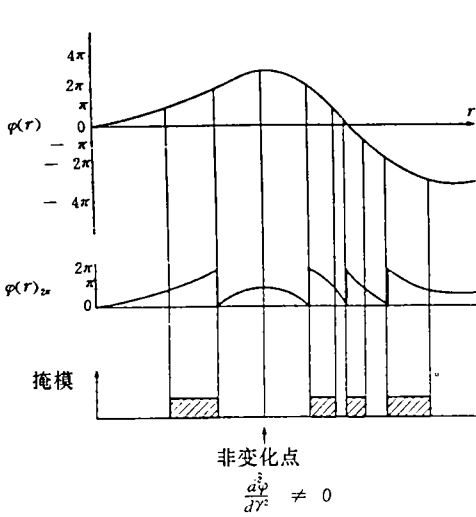


图3 掩模透过率变化点的确定

模板放在基底材料上；(c)除去已曝光的光致抗蚀剂；(d)进行反应性离子束刻蚀；(e)除去未曝光的光致抗蚀剂，即完成制作过程。需要制作多台阶结构时重复上述步骤。第一步刻蚀时刻蚀深度为 $d = \frac{\lambda}{2(n-1)}$ ；第 M 步刻蚀深度为 $d_m = \frac{\lambda}{2^M(n-1)}$ 。从图中看出，刻蚀台阶数越多，二元光学元件的衍射位相轮廓就越接近理想的连续轮廓。

点是位相值 $\frac{\pi}{M}$ 的整数倍的点。

将掩模的图形函数输入到高精度的图形发生器中，利用紫外光或电子束，对涂有光致抗蚀剂的镀有铬膜的石英玻璃板曝光。然后利用化学方法将已经曝光的光致抗蚀剂和其下的铬膜除去，再除去未经曝光的光致抗蚀剂，一个光刻掩模就制作完成了。

2. 制作二元光学元件

制作二元光学元件，可采用镀膜法或反应性离子束刻蚀法，以后者为常用。反应性离子束刻蚀，具有各向异性刻蚀的特点，进行垂直方向刻蚀，而不损害侧面结构。并且刻蚀深度便于精确控制，因之获得应用。二元光学元件的刻蚀过程参见图 4，简述如下：

(a)–(b)，将其底材料涂上光致抗蚀剂，然后把掩

5 应用及前景分析

利用二元光学元件校正象差已获得许多实际应用。我们知道，在光学系统中引入非球面有利于校正除场曲之外的其它各种单色象差，且可以简化结构。但非球面元件加工比较困难。二元光学元件具有重量轻、厚度薄等优点，常被用来代替非球面元件。例如，在球面反射镜上刻蚀衍射位相轮廓，从而制成具备抛物面反射镜功能，对无限远点理想成像^[16]；在平基面上制作而成的二元光学元件，代替非球面校正板，能很好地校正反射镜带来的

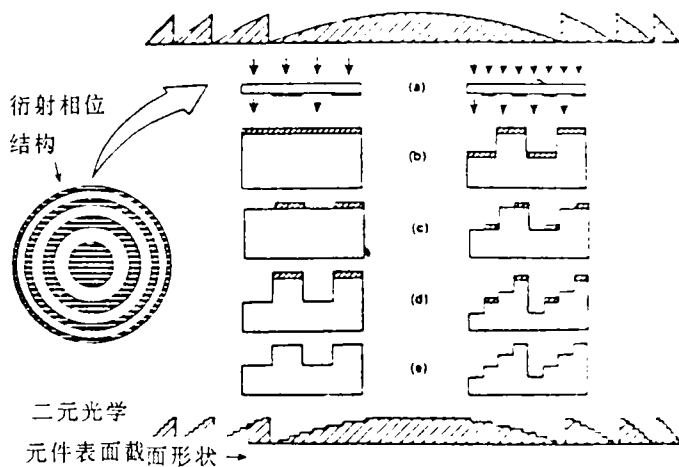


图4 二元光学元件刻蚀过程

球差，已用于施密特望远镜中^[8]；甚至可以利用单个二元光学元件校正象散；将透镜制成方形孔径，而孔径两个方向上相对孔径不一致。还有许多应用二元光学元件校正色差，如前文三节所述。应用二元光学元件，可简化某些光学系统的结构^[35]；如有 5 个光学元件的近红外摄影物镜，引入二元光学元件后，元件数目降为 3 个，且仍能很好满足单色象差和色差校正的要求；又如对远红外摄影物镜，当把其中的元件改选为二元光学元件后，虽然色差有所增加，但球差和彗差大幅度降低了。且系统长度缩短了一半。Fritz 等人还报道了应用二元光学元件在红外系

统中的一些结果^[37]。关于应用的文献很多,这里就不一一列举了。

然而,二元光学元件也存在着一定的局限性,这既包含由于其工作原理所带来的,也包含由于目前制作工艺水平所限造成的。二元光学元件是以量化的台阶形状去近似连续的形状,因此不可避免地出现高级次的衍射光和杂散光,影响成像质量;二元光学元件所具有的光栅特性,使其色散比较大,因此限制其工作波段带宽。工作波段带宽对二元光学元件影响还在于衍射效率,对一级衍射光,衍射效率与波长的关系为^[5]:

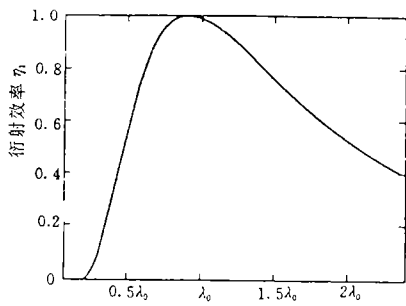


图 5 衍射效率与波长关系

表 1 衍射效率与量化台阶数

台阶数 N	一级衍射效率 η ₁ ^N
2	0.41
4	0.81
8	0.95
16	0.99

$$\eta_1 = \left\{ \text{sinc} \left[\pi \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} - 1 \right) \right] \right\}^2 \quad (24)$$

从图 5 中可见,邻近中心波长 λ₀ 的光衍射效率下降不多。但当远离 λ₀ 时,衍射效率下降就十分显著了。

另外,量化的台阶数也直接影响衍射效率,而目前的制作工艺水平又决定了台阶数不能太多,一般为 4 台阶。一级光衍射效率 η₁ 与量化台阶数 N 的关系为^[5]:

$$\eta_1^N = \text{sinc}^2(\pi/N) \quad (25)$$

表 1 列出了与量化台阶数对应的衍射效率值。

制作 4 台阶以上的二元光学元件,需要使用高精度的掩模对准设备和技术。目前光刻掩模定位精度能达到亚微米数量级,从这一点上看,衍射结构特征尺寸最小线宽须大于 2 μm^[38]。这一方面限制了台阶数不可能太高,也即限制了衍射效率和成像质量的提高;另一方面也限制了二元光学元件应用光谱范围。目前文献报道的应用多在红外和远红外波段。

有鉴于此,目前人们正致力于从理论上、设计及制作工艺上进行研究。研究利用矢量衍射理论进行设计^[39];研究具有高性能的二元光学元件的优化设计方法^[40];以及寻求其它加工制作方法^[41,42]等。因此,把二元光学元件引入工作在可见光波段的光学系统中,简化原有结构,提高性能,是有可能的。

6 结 束 语

从本文介绍中可见应用二元光学元件在一定的光学系统中校正象差所具有的优越性。国外在这方面已经做了某些成功的尝试。尽管还存在某些局限性,然而随着人们对它的深入认识以及制作工艺水平的提高,相信会有更广泛的应用领域和应用前景的。

参 考 文 献

- [1] W. Wood, *Physical Optics*. Macmillan, New York, 1934, 37—38
- [2] K. Miyamoto, The Phase Fresnel lens. *J. Opt. Soc. Am.*, 1961, **51**(1):17—20
- [3] B. R. Brown and A. W. Lohman, Complex Spatial Filtering With Binary Masks. *Appl. Opt.*, 1966, **5**(6): 967—968
- [4] L. B. Lesem, et al., The kinoform: A New Wavefront Reconstruction Device. *IBM. J. RES. DEVELOP.*, March, 1969:150—155
- [5] G. J. Swanson, *Binary Optics Technology: The Theory and Design of Multi-Level Diffractive Optical Elements*. MIT Lincoln Laboratory Technical Report, 1989, 854
- [6] T. J. McHugh and H. A. Levenstein, Overview of binary optics at the Perkin-Elmer Corporation. *proc. SPIE*, 1988, **884**:100-104
- [7] D. A. Buralli and G. M. Morris, Design of two-and three-element diffractive telescopes. *proc. SPIE*, 1990, **1354**:292—296
- [8] J. Allen Cox, Overview of diffractive optics at Honey well. *proc. SPIE*, 1988, **884**:127—131
- [9] S. C. Baber, Application of high resolution laser writers to computer-generated holograms and binary diffractive optics. *proc. SPIE*, 1989, **1052**:66—70
- [10] K. M. Flood, et al., Multiple phase level computer-generated holograms etched in fused silica. *proc. SPIE*, 1989, **1052**:91—94
- [11] W. B. Veldkamp, et al., Coherent summation of laser beams using binary phase gratings. *Optics Letters*, 1986, **11**:303—305
- [12] J. R. Leger, et al., Astigmatic wavefront correction of a gain-guided laser diode array using anamorphic diffractive microlenses. *proc. SPIE*, 1988, **884**:82—88
- [13] T. J. McHugh, D. A. Zweig, Recent advances in binary optics. *proc. SPIE*, 1989, **1052**:85—90
- [14] W. B. Veldkamp and Carol J. Kastner, Beam profile shaping for laser radars that use detector arrays. *Appl. Opt.*, 1982, **21**(5)
- [15] J. R. Leger, et al., Coherent laser Beam Addition: An Application of Binary-Optics Technology. *The Lincoln Laboratory Journal*, 1988, **1**(2)
- [16] A. D. Kathman and S. K. Pitalo, Binary Optics in Lens Design. *proc. SPIE*, 1990, **1354**:297—309
- [17] W. B. Veldkamp, et al., High Efficiency Binary lenses. *Opt. Commun.*, 1985, **53**(6):353—357
- [18] G. J. Swanson, et al., Binary lenses for use at 10.6 Micrometers. *Opt. Eng.*, 1985, **24**(5):791—795
- [19] G. J. Swanson, et al., Diffractive Optical Elements for Use in Infrared Systems. *Opt. Eng.*, 1989, **28**(6):605—608
- [20] 汤安东等, 液晶光阀记录二元纯位相滤波器的实验研究. *光子学报*, 1992, **21**(5):360—363
- [21] 金国藩等, 二元光学. *光子学报*, 1992, **21**(5):43—49
- [22] 姚永龙等, Damman 光栅的优化设计—综合分析法. *光子学报*, 1992, **21**(5):213—216
- [23] 王旭等, 多灰阶位相型消象散准直器件的研制. *光子学报*, 1992, **21**(5):268—271
- [24] 龙品等, 一种新型的二元光学器件—多位相光来分来器的制作. *光学技术*, 1993, **24**(2):18—19
- [25] 陈昆明, *全息光学设计*. 北京: 科学出版社, 1987
- [26] A. Kathman, et al., Binary Optics: New Diffractive Elements For The Designer's Tool Kit. *Photonics Spectra*, 1992, **26**(9):125—132
- [27] J. W. Goodman, *Introduction To Fourier Optics*. McGraw—Hill Book Company, 81
- [28] W. C. Sweatt, Describing holographic optical elements as lenses. *J. Opt. Soc. An.*, 1977, **67**(6):803—

807

- [29]W. A. Kleinmans, Aberrations of curred zone plates and Fresnel lenses. *Appl. Opt.*, 1997, **16**(6):1701—1703
- [30]D. A. Buralli and G. M. Morris, Design of Diffractive singlet for monochromatic imaging. *Appl. Opt.*, 1991, **30**(16):2151—2154
- [31]Ref. 27, 77—83
- [32]W. T. Welford, Aberrations of Optical Systems. Hilger, Bristol, 1986, 130—140
- [33]Ref. 32, 130—158
- [34]T. Stone and N. George, Hybrid diffractive-refractive lenses and achromats. *Appl. Opt.*, 1988, **27**(14):2960—2962
- [35]D. M. Brown and S. K. Pitalo, Techniques for designing hybrid diffractive optical systems. *proc. SPIE*, 1991, **1527**:73—84
- [36]J. Logue and M. L. Chisholm, General approaches to mask design for binary optics. *proc. SPIE*, 1989, **1052**:19—24
- [37]T. A. Fritz and J. A. Cox, Diffractive Optics for Broadband Infrared Imagers: Design Examples. *proc. SPIE*, 1989, **1052**:25—31
- [38]高木康博, バイナリーオプティクス。光技術コンタクト, 1993, **31**(6):32—37
- [39]N. C. Gallagner, Diffractive Optics: Scalar and Non-Scalar Design Analysis. *proc. SPIE*, 1989, **1052**:32—40
- [40]羊国光, 用于衍射光学元件优化设计的遗传算法及其与模拟算法的比较。光学学报, 1993, **13**(7):577—584
- [41]G. Bagordo, et al., Phase relief structures made by UV-induced poly merization. *ANGEWANDTE OPTIK, A. P.*, 1991, 31
- [42]W. Kröniger and H. G. Heckmann, Taking the Approximation out of Diffractive Optics Design. *Photonics Spectra*, 1994, **28**(3):120—124

Binary Optical Elements in Optical Systems

Fan Zhogwei

(*Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics,*
Chinese Academy of Sciences, Changchun 130021)

Abstract

This paper reviews the development of binary optical elements, introduces concisely the designing and manufacturing process of binary optical elements which are used to correct the aberrations in optical systems, and analyses briefly the applied fields, limitations and developing prospects.

Key words: Binary optics, Aberration, Diffractive phase profile.