

抛物型反射面镜对光波场的转换

鄂国锐

(北京工业大学应用物理系, 北京 100022)

摘 要 讨论了抛物型反射面镜对光波场的转换, 指出了获得严格傅里叶变换的条件, 并讨论了反射镜内的成像特征, 以及聚焦误差所产生的影响。

关键词 抛物型反射面镜, 光波场, 傅里叶变换, 成像。

1 引 言

透镜的傅里叶变换性质是众所周知的, 然而文献[1]指出, 抛物型反射面镜同样有傅里叶变换性质, 并且作为一个变换元件而言, 它较之透镜更具有优越性。虽然文献[1]没有作理论分析, 但是它所报道的实验已经证实了以上的论断。

本文对此专门作了理论分析。由输入的物光波的复振幅分布出发, 讨论了如何利用抛物面镜来获得其严格的傅里叶变换, 即得到其相应的频谱分布, 也讨论了反射面镜内的成像特征, 分析了聚焦误差对成像平面上复振幅分布的影响, 并与透镜作了比较。

2 获得严格傅里叶变换的条件

在图1中取 z 为光轴, f 为焦距, 在焦平面 $P_1(x_1, y_1)$ 处, 放置透明物体 $S(x_1, y_1)$, 而单色点光源位于 Q 点, $P_3(x_3, y_3)$ 为观察平面, 其相互间距如图1所示。

Q 点发出的球面波, 传播到 $S(x_1, y_1)$ 所在的 $P_1(x_1, y_1)$ 平面, 在傍轴近似下, 略写常数相位因子, 又令时谐因子为 $\exp(-j\omega t)$, 则其复振幅可表述为

$$U(x_1, y_1) = \exp [jk(x_1^2 + y_1^2)/2U]. \quad (1)$$

在物函数之后, 则有

$$U_1(x_1, y_1) = S(x_1, y_1) \exp [ik(x_1^2 + y_1^2)/2U], \quad (2)$$

再沿光轴到达抛物面镜 $P_2(x_2, y_2)$, 按菲涅尔衍射, 可直接写出下式^[2]:

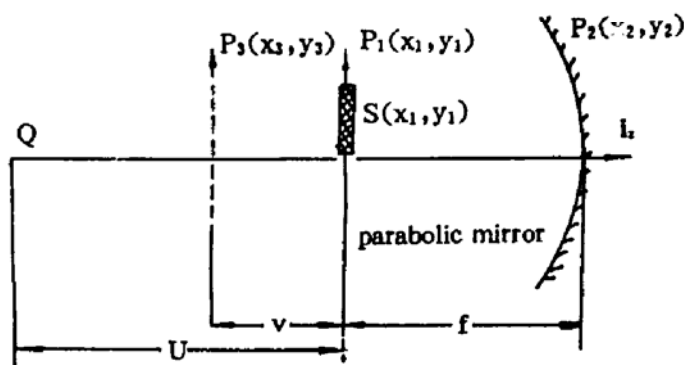


Fig. 1 General Fourier-transforming configuration

$$U_2(x_2, y_2) = \exp [jk(x_2^2 + y_2^2)/2f] \iint_{-\infty}^{\infty} \exp [jk(1/U + 1/f)(x_1^2 + y_1^2)/2] S(x_1, y_1) \\ \times \exp [-jk(x_1x_2 + y_1y_2)/f] dx_1 dy_1 \quad (3)$$

如果不计镜面孔径之大小的影响,也不考虑存在聚焦误差,那么由于镜面的反射,只需引入位相因子(略写常数位相因子)

$$T(x_2, y_2, f) = \exp [-jk(x_2^2 + y_2^2)/2f], \quad (4)$$

可得由镜面反射后的复振幅为:

$$U'_2(x_2, y_2) = T(x_2, y_2, f)U_2(x_2, y_2) = \iint_{-\infty}^{\infty} \exp [jk(1/U + 1/f)(x_1^2 + y_1^2)/2] S(x_1, y_1) \\ \times \exp [-jk(x_1x_2 + y_1y_2)/f] dx_1 dy_1. \quad (5)$$

然后, $U'_2(x_2, y_2)$ 继续向左传播, 到达 $P_3(x_3, y_3)$ 平面, 其复振幅 $U_3(x_3, y_3)$ 仍可按(3)式之推导思路. 导出:

$$U_3(x_3, y_3) = \exp \left[\frac{jk(x_3^2 + y_3^2)}{2(f+V)} \right] \iint_{-\infty}^{\infty} S(x_1, y_1) \exp \left[\frac{jk}{2} \left(\frac{1}{U} + \frac{1}{f} \right) (x_1^2 + y_1^2) \right] dx_1 dy_1 \\ \times \iint_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -jk \left[\left(\frac{x_1}{f} + \frac{x_3}{f+V} \right) x_2 + \left(\frac{y_1}{f} + \frac{y_3}{f+V} \right) y_2 \right] \right\} \\ \times \exp \left[jk \frac{(x_2^2 + y_2^2)}{2(f+V)} \right] dx_2 dy_2. \quad (6)$$

图 1 中的观测平面 $P_3(x_3, y_3)$ 与物平面 $P_1(x_1, y_1)$ 皆垂直于光轴, 若使镜面稍有倾斜, 上述结果依然成立, 不会有明显的偏离。

$$\text{令} \quad x_3/(f+V) + x_1/f = \lambda p, \quad y_3/(f+V) + y_1/f = \lambda q, \quad (7)$$

于是(6)式中的第二个积分化为

$$\iint_{-\infty}^{\infty} \exp \left[\frac{jk(x_2^2 + y_2^2)}{2(f+V)} \right] \exp [-j2\pi(px_2 + qy_2)] dx_2 dy_2 \\ = F \{ \exp [jk(x_2^2 + y_2^2)/2(f+V)] \} = \exp [-j\pi\lambda(f+V)(p^2 + q^2)] \\ = \exp \left\{ \frac{jk}{2}(f+V) \left[\left(\frac{x_1}{f} + \frac{x_3}{f+V} + V \right)^2 + \left(\frac{y_1}{f} + \frac{y_3}{f+V} + V \right)^2 \right] \right\}. \quad (8)$$

将(6)、(8)两式合并, 整理后可得:

$$U_3(x_3, y_3) = \iint_{-\infty}^{\infty} \exp \{ (jk/2)[1/U + 1/f - (f+V)/f^2](x_1^2 + y_1^2) \} S(x_1, y_1) \\ \times \exp [(-jk/f)(x_1x_3 + y_1y_3)] dx_1 dy_1. \quad (9)$$

$$\text{如果令} \quad 1/U + 1/f - (f+V)/f^2 = 0, \quad (UV = f^2,) \quad (10)$$

则(9)式化为:

$$U_3(x_3, y_3) = \iint_{-\infty}^{\infty} S(x_1, y_1) \exp [-j2\pi(f_x x_1 + f_y y_1)] dx_1 dy_1. \quad (11)$$

$$\text{其中} \quad f_x = x_3/\lambda f, \quad f_y = y_3/\lambda f,$$

$$\text{则有} \quad U_3(x_3, y_3) = F \{ S(x_3/\lambda f, y_3/\lambda f) \}. \quad (12)$$

以上推导表明: 若(10)式成立, 则 $U_3(x_3, y_3)$ 是 $S(x_1, y_1)$ 的准确傅里叶变换, 而(10)式正是物像公式的牛顿形式。它的物理意义是: 单色点光源 Q 成像于 $P_3(x_3, y_3)$ 平面与光轴的交点处。换言之, 在点光源 Q 自身成像的位置处, 会得到物函数 $S(x_1, y_1)$ 的准确傅里叶变换。这个结论与透镜情况是一致的。

3 接收观察面上复振幅的普遍表达式

图 2 所示为平面物体, 其复振幅透过率为 $U_1(x_1, y_1)$, 被平行于光轴的相干平面波自左向右垂直照明, 按菲涅耳衍射考虑, 类似(3)式推导, 可得

$$U(x, y) = \frac{\exp[(jk/2z_1)(x^2 + y^2)]}{j\lambda z_1} \iint_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1) \times \exp\left[\frac{jk}{2z_1}(x_1^2 + y_1^2)\right] \times \exp\left[-\frac{jk}{2z_1}(xx_1 + yy_1)\right] dx_1 dy_1, \quad (13)$$

$$U'(x, y) = U(x, y)P(x, y) \exp[-(jk/2f)(x^2 + y^2)], \quad (14)$$

其中 $P(x, y) = C_{irc}[\sqrt{x^2 + y^2}/D]$ 。

$U(x, y)$ 为传播到镜面之复振幅, 而 $U'(x, y)$ 为经过镜面反射后的复振幅, $P(x, y)$ 为此镜面系统中出射光瞳面的光瞳函数, D 为圆形出射光瞳的直径。将(13)、(14)式合并后可得

$$U'(x, y) = \frac{\exp[(jk/2)(1/z_1 - 1/f)(x^2 + y^2)]}{j\lambda z_1} P(x, y) \iint_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1) \exp\left[\frac{jk}{2z_1}(x_1^2 + y_1^2)\right] \times \exp\left[-\frac{jk}{2z_1}(xx_1 + yy_1)\right] dx_1 dy_1, \quad (15)$$

$U'(x, y)$ 继续向左传播至 z_2 处的接收观察平面上, 类似(6)式的推导过程, 复振幅 $U_2(x_2, y_2)$ 为:

$$U_2(x_2, y_2) = \frac{-\exp[(jk/2z_2)(x_2^2 + y_2^2)]}{\lambda^2 z_1 z_2} \iint_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1) \exp\left[\frac{jk}{2z_1}(x_1^2 + y_1^2)\right] dx_1 dy_1 \times \iint_{-\infty}^{\infty} P(x, y) \exp\left[\frac{jk}{2}\left(\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} - \frac{1}{f}\right)(x^2 + y^2)\right] \exp\left[-\frac{jk}{z_2}(xx_2 + yy_2)\right] \times \exp\left[-\frac{jk}{z_1}(xx_1 + yy_1)\right] dx dy. \quad (16)$$

分析(16)式的第二个积分可知: 它是被修正的光瞳函数 $P'(x, y)$ 的傅里叶变换, 其空间频率可记为 f_x 和 f_y , 于是分别有:

$$P'(x, y) = P(x, y) \exp\left[\frac{jk}{2W}(x^2 + y^2)\right], \quad \frac{1}{W} = \frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} - \frac{1}{f}. \quad (17)$$

$$f_x = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{x_1}{z_1} + \frac{x_2}{z_2}\right), \quad f_y = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{y_1}{z_1} + \frac{y_2}{z_2}\right). \quad (18)$$

再将(14)式中的 $P(x, y)$ 代入(17)式, 则(16)式中的第二个积分可化为:

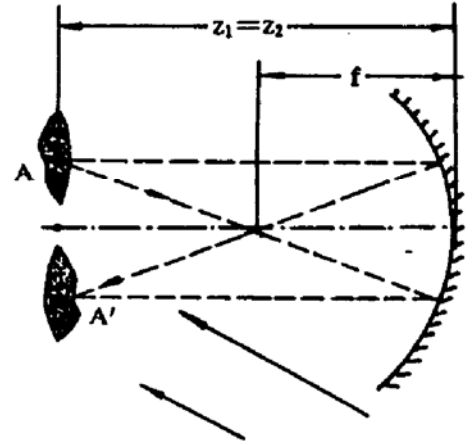


Fig. 2 General transforming configuration

$$\begin{aligned} & \iint_{-\infty}^{\infty} P(x, y) \exp \left[\frac{jk}{2W}(x^2 + y^2) \right] \exp [-j2\pi(f_x x + f_y y)] dx dy \\ & = \exp \left[-\frac{jk}{2} \lambda^2 W(f_x^2 + f_y^2) \right] \otimes J_1(2\pi \sqrt{f_x^2 + f_y^2}) / \sqrt{f_x^2 + f_y^2}, \end{aligned} \quad (19)$$

其中 \otimes 表示卷积, J_1 为第一类第一阶贝塞耳函数。将(19)式代入(16)式后, (16)式可化为:

$$\begin{aligned} U_2(x_2, y_2) & = \frac{-\exp \left[(jk/2z_2)(x_2^2 + y_2^2) \right]}{\lambda^2 z_1 z_2} \iint_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1) \exp \left[\frac{jk}{2z_1}(x_1^2 + y_1^2) \right] \\ & \quad \times \exp \left[-\frac{jk}{2} \lambda^2 W(f_x^2 + f_y^2) \right] \otimes J_1(2\pi \sqrt{f_x^2 + f_y^2}) / \sqrt{f_x^2 + f_y^2} dx_1 dy_1 \\ & = \frac{-\exp \left[(jk/2z_2)(1 - W/z_2)(x_2^2 + y_2^2) \right]}{\lambda^2 z_1 z_2} \iint_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1) \exp \left[\frac{jk}{2z_1} \left(1 - \frac{W}{z_1}\right)(x_1^2 + y_1^2) \right] \\ & \quad \otimes \left[J_1(2\pi \sqrt{f_x^2 + f_y^2}) / \sqrt{f_x^2 + f_y^2} \right] \exp \left[-j \frac{kW}{z_1 z_2} (x_1 x_2 + y_1 y_2) \right] dx_1 dy_1. \end{aligned} \quad (20)$$

上式就是被平行于光轴的相干平行光照明的平面物体经抛物型反射面镜后, 接收观察面上的复振幅的普遍表达式。

上述推导具有一般性, 下面分析两种经常使用的特殊情况。

1) 有物像公式的高斯形式如下:

$$1/z_1 + 1/z_2 = 1/f \quad (21)$$

对于图 2 的情况而言, 可知相干平行光可视为位于无穷远点的单色点光源, 若不考虑聚焦误差的影响, 那么按照本文第二节的结论, 则此点光源自身必将成像于反射面镜之焦点处, 并且在此焦点处, 也必然能够获得物函数 $U_1(x_1, y_1)$ 的傅里叶变换。事实正是如此, 这可由(20)式推导得出。过程如下: 将 $U_1(x_1, y_1)$ 恰置于 $z_1 = f$ 处, 则由(17)式知 $z_2 = W = f$, 亦即 $z_1 = z_2 = W = f$, 将这个结果代入(20)式, 则有:

$$\begin{aligned} U_2(x_2, y_2) & = (-1/\lambda^2 f^2) \iint_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1) \otimes \left[J_1(2\pi \sqrt{f_x^2 + f_y^2}) / \sqrt{f_x^2 + f_y^2} \right] \\ & \quad \times \exp [-j2\pi(f_x x_1 + f_y y_1)] dx_1 dy_1, \end{aligned} \quad (22)$$

其中 $f_x = x_2/\lambda f$, $f_y = y_2/\lambda f$, $f_x = x_1/\lambda f + f_x$, $f_y = y_1/\lambda f + f_y$ 。

注意, 在这里正如由(9)式推导到(11)式一样, 由(20)式到(22)式, 把原在(9)式及(20)式中的位相弯曲项消除了。

(22)式的物理意义是: $U_2(x_2, y_2)$ 是两个函数, 即 $U_1(x_1, y_1)$ 的傅里叶变换与修正的变形的孔径函数[见公式(14)、(17)、(18)、(19)]的一般乘积。若不考虑抛物型反射面镜的孔径大小, 取(14)式中 $P(x, y) \equiv 1$, 则不难由(22)式导出 $U_2(x_2, y_2) = F\{U_1(x_2/\lambda f, y_2/\lambda f)\}$, 只差一常数因子, 这样就又回到了(11)式。因为物像公式的牛顿形式(10)式与高斯形式(21)式, 本来在物理上就是等价的。要特别指出: 文献[1]所报道的实验, 正是属于这种情况, 其光路图如图 3 所示。

2) 仍考虑图 2 情况, 仍不考虑聚焦误差的影响, 将(16)式与(21)式联立, 并取 $z_1 = 2f$ 后, 则有 $z_2 = 2f$, 于是(16)式化为:

$$U_2(x_2, y_2) = \frac{-\exp[(jk/4f)(x_2^2 + y_2^2)]}{4\lambda^2 f^2} \iint_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1) \exp\left[\frac{jk}{4f}(x_1^2 + y_1^2)\right] dx_1 dy_1$$

$$\times \iint_{-\infty}^{\infty} P(x, y) \exp\left[-\frac{jk}{2f}(xx_2 + yy_2)\right] \exp\left[-\frac{jk}{2f}(xx_1 + yy_1)\right] dx dy. \quad (23)$$

上式中积分号前的位相因子, 不影响最终探测到的强度分布, 故可弃去。又知点物产生的响应是一个很小的像斑, 那么能够对于像面上 (x_2, y_2) 点的光场产生有意义贡献的, 只能是以几何光学成像所对应的物点为中心的微小区域^[2], 并且如果在这个微小区域内, 指数项 $\exp[(jk/4f)(x_1^2 + y_1^2)]$ 的位相变化不超过几分之一弧度, 则可作如下近似:

$$\exp[(jk/4f)(x_1^2 + y_1^2)] \doteq \exp[(jk/4f) \times (x_2^2 + y_2^2)].$$

于是在(23)式中可将此项移到积分号外后并略写, 从而(23)式可化为

$$U_2(x_2, y_2) = \frac{-1}{4\lambda^2 f^2} \iint_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1) \exp\left[-\frac{jk}{2f}(xx_1 + yy_1)\right] dx_1 dy_1$$

$$\times \iint_{-\infty}^{\infty} P(x, y) \exp\left[-\frac{jk}{2f}(xx_2 + yy_2)\right] dx dy. \quad (24)$$

不难由(24)式导出:

$$U_2(x_2, y_2) = U_1(-x_2, -y_2) \otimes J_1(2\pi \sqrt{f_x + f_y}) / \sqrt{f_x + f_y}, \quad (25)$$

$$f_x = x_2/2\lambda f, \quad f_y = y_2/2\lambda f.$$

上式与无像差透镜的成像公式又是相同的。

4 聚焦误差对像面复振幅分布的影响

尽管与透镜相比, 抛物型反射面镜不存在色像差、球像差, 又慧型像差、像散在实验中也并没有明显地观察到, 并且在电磁波的各种频率范围内都适用, 此外由制作上看, 它也不要材料是均匀、各向同性的等条件, 但是, 抛物型反射面镜的聚焦误差是难于避免的。即使是对于透镜而言, 聚焦误差虽然是数学上最容易讨论的像差之一, 不过, 甚至在这种简单情况下, 为了保持数学上的运算方便, 也必需假定孔径是正方形的, 而不是更有实际意义的圆形孔径^[2]。而本文特别取定, 抛物型反射面镜的出射光瞳的孔径是圆形的, 用(14)式表述; 对图 2 情况而言, 当存在聚焦误差时, 物像公式的高斯形式(21)式改号为:

$$1/z_1 + 1/(z_2 + \Delta) = 1/f. \quad (26)$$

若取 $z_1 = 2f$, 则有:

$$z_2 + \Delta = 2f, \quad (27)$$

亦即成像平面的实际位置与理想高斯像平面的位置偏离了 Δ 。

本文不讨论聚焦误差对传递函数之影响, 而是试图由(20)式出发, 在 $\Delta \neq 0$ 的条件下, 求

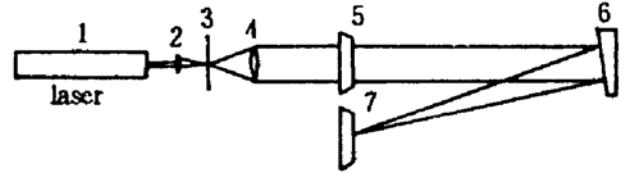


Fig. 3 Experimental arrangement for recording Fourier transform relationship in the focal plane of the parabolic mirror segment

1. He-Ne laser, 2. Microscope lens, 3. 10 micron pinholes, 4. Collimating lens, 5. Input plane, 6. Paraboloidal mirror segment, 7. Fourier transform plane

像面复振幅分布的解析解。

将(26)、(27)两式合并后有:

$$1/W = \Delta/z_2(z_2 + \Delta) \quad (28)$$

使用(28)式后,则(20)式中的一个位相弯曲因子化为

$$\exp [(jk/2z_2)(1 - W/z_2)(x_2^2 + y_2^2)] = \exp [(-jk/2\Delta)(x_2^2 + y_2^2)]. \quad (29)$$

利使用(27)、(28)式,则(20)式中积分号内之位相因子可表示为:

$$\exp [(jk/2z_1)(1 - W/z_1)(x_1^2 + y_1^2)] = \exp [(-jk/2\Delta)(1 - \Delta/f)(x_1^2 + y_1^2)] \quad (30)$$

将(29)、(30)两式代入(20)式,整理可得:

$$U_2(x_2, y_2) = \frac{-\exp [(-jk/2\Delta)(x_2^2 + y_2^2)]}{4\lambda^2 f^2} \iint_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1) \exp \left[-\frac{jk}{2\Delta} \left(1 - \frac{\Delta}{f}\right) (x_1^2 + y_1^2) \right] \\ \otimes \frac{J_1(2\pi \sqrt{f_z^2 + f_y^2})}{\sqrt{f_z^2 + f_y^2}} \exp [-j2\pi(x_1 u + y_1 v)] dx_1 dy_1, \quad (31)$$

$$\text{其中 } f_z = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{x_1}{2f} + \frac{x_2}{2f - \Delta} \right), \quad f_y = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{y_1}{2f} + \frac{y_2}{2f - \Delta} \right), \quad u = \frac{x_2}{\lambda\Delta}, \quad v = \frac{y_2}{\lambda\Delta}.$$

上式的物理意义是:在 $z_2 = 2f - \Delta$ 的接收观测平面上,其复振幅分布是两个函数的卷积后的傅里叶变换,其一为修正的物函数,即

$$U_1(x_1, y_1) = U_1(x_1, y_1) \exp [(-jk/2\Delta)(1 - \Delta/f)(x_1^2 + y_1^2)]$$

其二为弥散函数,即反射面镜孔径函数的傅里叶变换

$$J_1(2\pi \sqrt{f_z^2 + f_y^2}) / \sqrt{f_z^2 + f_y^2}.$$

要注意的是:进行傅里叶变换时,其空间频率为 (u, v) ,它与聚焦误差 Δ 密切关联。将(31)式解出后,并计入应考虑的复常数,最终可化简成下式

$$U_2(x_2, y_2) = K C_{irc}(\sqrt{x_2^2 + y_2^2}) \exp \left[-\frac{jk}{2\Delta}(x_2^2 + y_2^2) \right] \\ \times \exp \left\{ \frac{jk}{2} \frac{\lambda^2 \Delta}{(1 - \Delta/f)} \left[\left(\frac{x_2}{\lambda\Delta} \right)^2 + \left(\frac{y_2}{\lambda\Delta} \right)^2 \right] \right\} \otimes F \left\{ U_1 \left(\frac{x_2}{\lambda\Delta}, \frac{y_2}{\lambda\Delta} \right) \right\}, \quad (32)$$

$$\text{其中 } K = (j/4\lambda f) \sqrt{2(2f - \Delta)/(f - \Delta)}$$

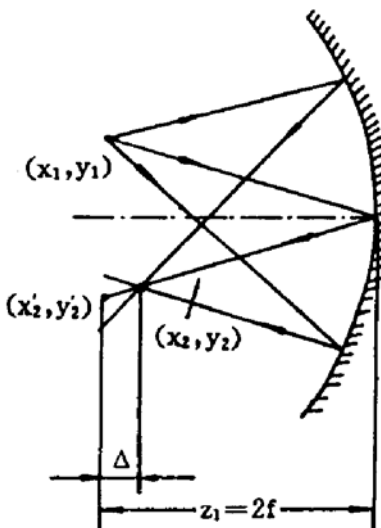


Fig. 4 The influence of focussing error

对(32)式的变化趋势及物理图像,作简单、直观地描绘是比较困难的。但可以肯定,由于聚焦误差的存在,不仅使成像平面的位置偏离了理想高斯像平面,而且像面的图案变得模糊了。尚可作如下的分析,取如图4所示的排布,此时相应于物点的像斑面积不再是围绕与高斯像点相对应的一个点,而是在 $z_2 = 2f - \Delta$ 的成像平面上,围绕与高斯像点相对应的一个点,记其所在区域范围的线度为 Δl ,它可估算如下^[3, 4]。

$$\Delta l \doteq \sqrt{(\Delta x)_f^2 + (\Delta x)_s^2} \quad (33)$$

其中 $(\Delta x)_f$ 和 $(\Delta x)_s$ 分别由夫琅和费衍射和聚焦误差所造成的横向增宽,可分别近似为:

$$(\Delta x)_f \doteq 2\lambda z_2/D = 4\lambda f/D, \quad (\Delta x)_s \doteq D\Delta/z_2 = D\Delta/2f. \quad (34)$$

5 结束语

1) 本文第 2、3 节的分析、推导及结果, 其意义是显而易见的。

2) 第 4 节的讨论是针对聚焦误差不可忽略时, 给出了一个解析分析和估算方法。其实, 当作为傅里叶变换元件使用时, 可以合理地预期, 由(33)、(34)两式所估算的 Δl 与作为成像元件使用时相比较会更小, 这只需在实验时正确调整 z_1 和 z_2 的位置, 就可基本消除聚焦误差的影响, 此时(33)、(34)式化为 $\Delta l \doteq (\Delta x)_f \doteq (2\lambda f)/D$ 。因此也就解释了为什么文献[1]的实验结果是那么的精细完整。

3) 对图 2 而言, 三维物体 A 成像为三维图像 A' , 若在 $z_2 = 2f - \Delta$ 处放置一块干版, 再在此干版的右方偏下, 用相干平行光倾斜照射此干版, 于是可拍摄一张像全息图, 它相当于将一张普通的全息图, 用原参考光的共轭光照射后, 得到共轭实像, 再将此实像作为物光来使用时所制作的像全息图。

4) 特别要指出的是: 对抛物型反射面镜而言, 所有平行于光轴的光线, 若不存在聚焦误差(即理想情况), 反射后都相交于焦点; 但对球面透镜而言, 只有平行于光轴的近轴光线, 才相交于焦点。所以, 从光学信息处理和存储的角度来看, 它比透镜优越, 因为它在离光轴的不同区域, 对光波场具有相同的转换特性。

5) 使镜面稍有倾斜在实验上是必需的, 由图 3 清楚可见, 否则入射光将与反射光位于同一轴线上。但倾斜又必然会引起像散, 然而由文献[4]可知, 像散一般是由于倾斜角较大时引起的, 故当稍有倾斜时, 其像散是很小的, 亦即可略, 所以文献[1]在实验中没有观察到明显的像散。

总之, 对抛物型反射面镜进行理论和实验上的研究, 在技术应用上是很有意义的。

参 考 文 献

- [1] A. S. Husain Abidi, T. F. Krile, Fourier transformable properties of paraboloidal mirror segments. *Opt. Commun.*, 1971, 3(6): 409~411
- [2] Joseph, W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*. San Francisco, McGraw-Hill, Inc. 1968: 57~70
- [3] Takanori Okoshi. *Three-Dimensional Imaging Techniques*. New York, Academic Press, Inc. 1976: 140~150
- [4] Max Born, Emile Wolf, *Principles of Optics*. Oxford, Pergamon Press. Sixth edition, 1980: 370~400, 169~174

Light Field Transformation by Paraboloidal Mirror

E Guoguang

(Department of Applied Physics, Beijing Polytechnic University, Beijing 100022)

(Received 5 January 1994; revised 1 April 1994)

Abstract The light field transformation in the paraboloidal mirror is discussed. The condition for obtaining an exact Fourier transform relationship is indicated. The imaging characteristics and the influence of focussing error are analysed.

Key words paraboloidal mirror, Fourier-transform, light field.