光波场被抛物型反射面镜的转换

鄂 国 铣

(应用物理系)

【摘要】 讨论了抛物型反射面镜内的光波场的转换，指出了获得严格付氏变换的条件，也讨论了反射面镜内成像特征及聚焦误差的影响.

【关键词】 抛物型反射面镜，付氏变换，光波场

【中图分类号】 O438

透镜的付氏变换性质是众所周知的，然而 Husian Abidi 和 Krile 指出：抛物型反射面镜同样有付氏变换性质，并且作为一个付氏变换元件而言较透镜更有优越性[1]. 虽然文献[1]没有作理论分析，只作了初步说明，但它所报导的精美实验证实了以上的论断.

本文为此作了理论分析. 由输入物光波场复振幅的分布出发，讨论如何利用抛物面镜来获得其严格的付氏变换，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，还分析了聚焦误差对成像平面上复振幅分布的影响.

1 获得严格付氏变换的条件

图1中焦距为f，将其光轴取为i_z轴方向右，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，取定观测平面位于$P_3(x_3, y_3)$，其相互间隔如图1所示.

由Q点发出的球面波，传播到物函数$S(x_1, y_1)$所在的$P_1(x_1, y_1)$平面，在旁轴近似下，略写常数位相因子，令时谐因子为$\exp(-j\omega t)$，则其复振幅可表达为

$$U_1(x_1, y_1)=\exp[jk\frac{(x_1^2+y_1^2)}{2U}] \quad (1)$$

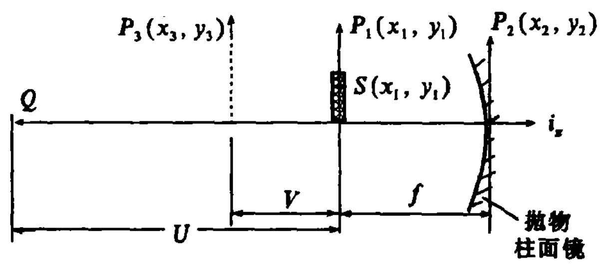

图1 一般的付氏变换构型

在物函数之后，则有

$$U_1(x_1, y_1)=S(x_1, y_1)\exp[jk\frac{(x_1^2+y_1^2)}{2U}] \quad (2)$$

沿光轴到达抛物面镜$P_2(x_2, y_2)$，按照 Fresnel 衍射考虑，参阅文献[2]，可直接写出下式

$$U_2(x_2, y_2)=\exp[jk\frac{(x_2^2+y_2^2)}{2f}]\iint_{-\infty}^{\infty}\exp[jk(\frac{1}{U}+\frac{1}{f})\frac{(x_1^2+x_1^2)}{2}]S(x_1, y_1)\times$$

收稿日期：1992-10-26.

$$\exp[-jk(x_1x_2+y_1y_2)/f]\mathrm{d}x_1\mathrm{d}y_1 \tag{3}$$

如果不计入镜面孔径大小的影响，也暂不考虑存在聚焦误差，那么由于镜面的反射，只需引入如下位相因子(略写常数位相因子)

$$T(x_2, y_2, f)=\exp[-jk\frac{(x_2^2+y_2^2)}{2f}] \tag{4}$$

于是由镜面反射后的复振幅，最终可表达为

$$U_2'(x_2, y_2)=T(x_2, y_2, f)U_2(x_2, y_2)=\iint_{-\infty}^{\infty}\exp[jk(\frac{1}{U}+\frac{1}{f})\frac{(x_1^2+x_1^2)}{2}]\times$$

$$S(x_1, y_1)\exp[-jk\frac{(x_1x_2+y_1y_2)}{f}]\mathrm{d}x_1\mathrm{d}y_2 \tag{5}$$

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)式的推导思路，导出如下

$$U_3(x_3, y_3)=\exp[\frac{jk(x_3^2+y_3^2)}{2(f+V)}]\iint_{-\infty}^{\infty}S(x_1, y_1)\exp[\frac{jk}{2}(\frac{1}{U}+\frac{1}{f})(x_1^2+y_1^2)]\mathrm{d}x_1\mathrm{d}y_1\times$$

$$\iint_{-\infty}^{\infty}\exp\{-jk[(\frac{x_1}{f}+\frac{x_3}{f+V})x_1+(\frac{y_1}{f}+\frac{y_3}{f+V})y_1]\}\times$$

$$\exp[jk\frac{(x_2^2+y_2^2)}{2(f+V)}]\mathrm{d}x_2\mathrm{d}y_2 \tag{6}$$

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

令　　$x_3/(f+V)+x_1/f=\lambda p$；　$y_3/(f+V)+y_1/f=\lambda q$　　(7)

于是(6)式中的第二个积分化为

$$\iint_{-\infty}^{\infty}\exp[\frac{jk(x_2^2+y_2^2)}{2(f+V)}]\exp[-j2\pi(px_2+qy_2)]\mathrm{d}x_2\mathrm{d}y_2$$

$$=F\{\exp[jk(x_2^2+y_2^2)/2(f+V)]\}=\exp[-j\pi\lambda(f+V)(p^2+q^2)]$$

$$=\exp\{\frac{jk}{2}(f+V)[(\frac{x_1}{f}+\frac{x_2}{f}+V)^2+(\frac{y_1}{f}+\frac{y_3}{f}+V)^2]\} \tag{8}$$

将(6)、(8)两式合并后，整理可得

$$U_3(x_3, y_3)=\iint_{-\infty}^{\infty}\exp\{\frac{jk}{2}[\frac{1}{U}+\frac{1}{f}-\frac{f+V}{f^2}](x_1^2+y_1^2)\}S(x_1, y_1)\times$$

$$\exp[\frac{-jk}{f}(x_1x_3+y_1y_3)]\mathrm{d}x_1\mathrm{d}y_1 \tag{9}$$

如果令 $$\frac{1}{U}+\frac{1}{f}-\frac{f+V}{f^2}=0$$

亦即令 $$UV=f^2 \tag{10}$$

则(9)式化为

$$\begin{cases} U_3(x_3,y_3)=\iint\limits_{-\infty}^{\infty} S(x_1,y_1)\exp[-j2\pi(f_x x_1+f_y y_1)]\mathrm{d}x_1\mathrm{d}y_1 \\ f_x=\dfrac{x_3}{\lambda f}, \quad f_y=\dfrac{y_3}{\lambda f} \end{cases} \tag{11}$$

则有 $$U_3(x_3,y_3)=F\{S(\frac{x_3}{\lambda f},\frac{y_3}{\lambda f})\} \tag{12}$$

以上推导表明：若(10)式成立，则 $U_3(x_3, y_3)$ 是 $S(x_1, y_1)$ 的准确付氏变换．而(10)式是众所周知的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 $S(x_1, y_1)$ 的准确付氏变换．这个结论与透镜情况是一致的．

2 接收观察面上复振幅的普遍表达式

图2所示 A 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Fresnel衍射考虑，类似(3)式的推导，可得

$$U(x,y)=\frac{\exp[\frac{jk}{2z_1}(x^2+y^2)]}{j\lambda z_1}\iint\limits_{-\infty}^{\infty}U_1(x_1,y_1)\times$$
$$\exp[\frac{jk}{2z_1}(x_1^2+y_1^2)]\times$$
$$\exp[\frac{-jk}{z_1}(xx_1+yy_1)]\mathrm{d}x_1\mathrm{d}y_1 \tag{13}$$

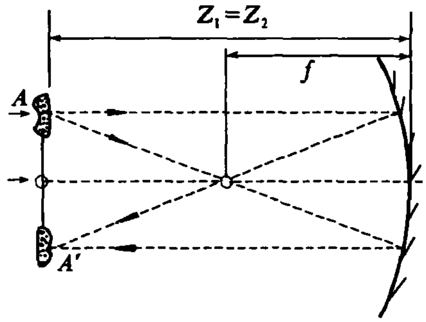

图2 光场的转换

$$U'(x,y)=U(x,y)P(x,y)\exp[\frac{-jk}{2f}(x^2+y^2)];\ P(x,y)=\mathrm{Circ}[\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{D}] \tag{14}$$

其中 $U(x, y)$ 为传播到镜面之复振幅，而 $U'(x, y)$ 为经镜面反射后的复振幅，又 $P(x, y)$ 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)式和(14)式合并后有下列式

$$U'(x,y)=\frac{\exp[j\frac{k}{2}(\frac{1}{z_1}-\frac{1}{f})(x^2+y^2)]}{j\lambda z_1}P(x,y)\iint\limits_{-\infty}^{\infty}U_1(x_1,y_1)\times$$
$$\exp[\frac{jk}{2z_1}(x_1^2+y_1^2)]\exp[\frac{-jk}{2z_1}(xx_1+yy_1)]\mathrm{d}x_1\mathrm{d}y_1 \tag{15}$$

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，其复振幅 $U_2(x_2, y_2)$ 如下：

$$U_2(x_2, y_2)=\frac{-\exp\left[\frac{jk}{2z_2}(x_2^2+y_2^2)\right]}{\lambda^2 z_1 z_2}\iint_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1)\exp\left[\frac{jk}{2z_1}(x_1^2+y_1^2)\right]\mathrm{d}x_1\mathrm{d}y_1\times$$

$$\iint_{-\infty}^{\infty} P(x, y)\exp\left[j\frac{k}{2}\left(\frac{1}{z_1}+\frac{1}{z_2}-\frac{1}{f}\right)(x^2+y^2)\times\right.$$

$$\exp\left[-j\frac{k}{z_2}(xx_2+yy_2)\right]\exp\left[-j\frac{k}{z_1}(xx_1+yy_1)\right]\mathrm{d}x\mathrm{d}y \tag{16}$$

仔细分析(16)式的第二个积分可知：它是被修正的光瞳函数 $P'(x, y)$ 的付氏变换，其空间频率可记为 f_x' 和 f_y'，于是分别有下式

$$P'(x, y)=P(x, y)\exp\left[j\frac{k}{2w}(x^2+y^2)\right];\quad \frac{1}{w}=\frac{1}{z_1}+\frac{1}{z_2}-\frac{1}{f} \tag{17}$$

$$f_x'=\frac{1}{\lambda}\left(\frac{x_1}{z_1}+\frac{x_2}{z_2}\right);\qquad f_y'=\frac{1}{\lambda}\left(\frac{y_1}{z_1}+\frac{y_2}{z_2}\right) \tag{18}$$

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

$$\iint_{-\infty}^{\infty} P(x, y)\exp\left[j\frac{k}{2w}(x^2+y^2)\right]\exp\left[-j2\pi(f_x'x+f_y'y)\right]\mathrm{d}x\mathrm{d}y$$

$$=\exp\left[-j\frac{k}{2}\lambda^2 w(f_x'^2+f_y'^2)\right]\circledast\frac{J_1\left(2\pi\sqrt{f_x'^2+f_y'^2}\right)}{\sqrt{f_x'^2+f_y'^2}} \tag{19}$$

其中 $\circledast$ 表示卷积运算，J_1 为第一类第一阶 Bessel 函数．将(19)式代入(16)式后，(16)式可化为

$$U_2(x_2, y_2)=\frac{-\exp\left[j\frac{k}{2z_2}(x_2^2+y_2^2)\right]}{\lambda^2 z_1 z_2}\iint_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1)\exp\left[j\frac{k}{2z_1}(x_1^2+y_1^2)\right]\times$$

$$\exp\left[-j\frac{k}{2}\lambda^2 w(f_x'^2+f_y'^2)\right]\circledast\frac{J_1\left(2\pi\sqrt{f_x'^2+f_y'^2}\right)}{\sqrt{f_x'^2+f_y'^2}}\mathrm{d}x_1\mathrm{d}y_1$$

$$=\frac{-\exp\left[j\frac{k}{2z_2}\left(1-\frac{w}{z_2}\right)(x_2^2+y_2^2)\right]}{\lambda^2 z_1 z_2}\iint_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1)\exp\left[\frac{jk}{2z_1}\left(1-\frac{w}{z_1}\right)(x_1^2+y_1^2)\right]\circledast$$

$$\frac{J_1\left(2\pi\sqrt{f_x'^2+f_y'^2}\right)}{\sqrt{f_x'^2+f_y'^2}}\exp\left[-j\frac{kw}{z_1 z_2}(x_1x_2+y_1y_2)\right]\mathrm{d}x_1\mathrm{d}y_1 \tag{20}$$

上式就是抛物型反射面镜内，接收观察面上的复振幅的普遍表达式．其中 w，f_x'，f_y' 按(17)、(18)式计算．

本节上述的推导具有一般性，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

$$\frac{1}{z_1}+\frac{1}{z_2}=\frac{1}{f} \tag{21}$$

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，即取 $z_1\to\infty$，若暂时不考虑聚焦误差的影响，那么按照本文第1节的结论，则此点光源自身必将成像于反射面镜的焦点处，即有 $z_2=f$；并且在此焦点处，也必然能够获得物函数 $U_1(x_1, y_1)$ 的付氏变换. 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)式知有 $z_2=w=f$，亦即有 $z_1=z_2=w=f$，将这个结果代入(20)式，则有

$$\begin{cases} U_2(x_2, y_2)=\dfrac{-1}{\lambda^2 f^2}\displaystyle\iint_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1)\circledast\dfrac{J_1(2\pi\sqrt{f_x'^2+f_y'^2})}{\sqrt{f_x'^2+f_y'^2}}\times \\ \qquad\exp[-j2\pi(f_{x_2}x_1+f_{y_2}y_1)]\,dx_1dy_1 \\ f_{x_2}=\dfrac{x_2}{\lambda f},\quad f_{y_2}=\dfrac{y_2}{\lambda f};\quad f_x'=\dfrac{x_1}{\lambda f}+f_{x_2},\ f_y'=\dfrac{y_1}{\lambda f}+f_{y_2} \end{cases} \tag{22}$$

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.

显然，(22)式的物理意义是：$U_2(x_2, y_2)$是两个函数，即 $U_1(x_1, y_1)$的付氏变换与孔径函数(14)式的一般乘积. 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 $U_2(x_2, y_2)=F\{U_1(\frac{x_2}{\lambda f_1}, \frac{y_2}{\lambda f})\}$只差一常数因子. 这样就又回到了(11)式. 其实这也是预料之中的，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]所报导的实验，正是属于这种情况.

(2) 仍考虑图2情况，仍暂不考虑聚焦误差影响. 将(16)式与(21)式联立，并取定 $z_1=2f$ 后有 $z_2=2f$，于是(16)式化为

$$U_2(x_2, y_2)=\frac{-\exp[\frac{jk}{4f}(x_2^2+y_2^2)]}{4\lambda^2 f^2}\iint_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1)\exp[\frac{jk}{4f}(x_1^2+y_1^2)]\,dx_1dy_1\times$$

$$\iint_{-\infty}^{\infty} P(x, y)\exp[-j\frac{k}{2f}(xx_2+yy_2)]\exp[-j\frac{k}{2f}(xx_1+yy_1)\,dx\,dy \tag{23}$$

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. 可以弃去. 又已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) 点的光场产生是有意义贡献的，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 $\exp[j\frac{k}{4f}(x_1^2+y_1^2)]$ 的位相变化不超过几分之一弧度，则可作如下近似：

$$\exp[j\frac{k}{4f}(x_1^2+y_1^2)]\doteq\exp[j\frac{k}{4f}(x_2^2+y_2^2)]$$

于是在(23)式中可将此项移到积分号外并略写，从而(23)式可化为

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

$$\iint_{-\infty}^{\infty}P(x,y)\exp\left[\frac{-jk}{2f}(xx_2+yy_2)\right]\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y \tag{24}$$

不难由上式导出

$$U_2(x_2,y_2)=U_1(-x_2,-y_2)\circledast\frac{J_1(2\pi\sqrt{f_x^2+f_y^2})}{\sqrt{f_x^2+f_y^2}};\quad f_x=\frac{x_2}{2\lambda f},\ f_y=\frac{y_2}{2\lambda f} \tag{25}$$

上式与无像差透镜的成像公式又是相同的.

3 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，又慧型像差及像散在实验中也没有明显地观察到[1]，且在电磁波的各种频率范围内反射面镜都适用. 此外由制作上看，也不要求材料是均匀、各向同性的等条件；但是，抛物型反射面镜的聚焦误差总是难于避免的. 然而，即便是对于透镜而言，数学上最容易讨论的像差之一是简单的聚焦误差. 但是，甚至在这种简单情况下，为了保持数学上的运算方便，也必须假定孔径是正方形的(而不是更有实际意义的圆形孔径)[2].

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)式改写为下式

$$\frac{1}{z_1}+\frac{1}{z_2+\Delta}=\frac{1}{f} \tag{26}$$

若取定 $z_1=2f$ 则有　　$z_2+\Delta=2f$　　(27)

亦即成像平面的实际位置与理想高斯像平面之位置，偏离了 Δ.

与文献[2]不同，本文不讨论聚焦误差对传递函数之影响，而试图由(20)式出发，在 $\Delta\neq 0$ 的条件下，求像面复振幅分布的解析解.

将(26)、(27)两式合并后有下式

$$\frac{1}{w}=\frac{\Delta}{z_2(z_2+\Delta)} \tag{28}$$

利用(28)式的结果，于是(20)式中的一个位相弯曲因子化为

$$\exp\left[\frac{jk}{2z_2}\left(1-\frac{w}{z_2}\right)(x_2^2+y_2^2)\right]=\exp\left[\frac{-jk}{2\Delta}(x_2^2+y_2^2)\right] \tag{29}$$

利用(27)式有 $z_2=2f-\Delta$ 再利用(28)式，于是(20)式中积分号内之位相因子化为

$$\exp\left[\frac{jk}{2z_1}\left(1-\frac{w}{z_1}\right)(x_1^2+y_1^2)\right]=\exp\left[\frac{-jk}{2\Delta}\left(1-\frac{\Delta}{f}\right)(x_1^2+y_1^2)\right] \tag{30}$$

将(29),(30)两式代入(20)式后，整理后可得

$$\left\{\begin{aligned}&U_2(x_2,y_2)=\frac{-\exp\left[\frac{-jk}{2\Delta}(x_2^2+y_2^2)\right]}{\Delta\lambda^2f^2}\iint_{-\infty}^{\infty}U_1(x_1,y_1)\exp\left[\frac{-jk}{2\Delta}\left(1-\frac{\Delta}{f}\right)(x_1^2+y_1^2)\right]\circledast\\&\qquad\frac{J_1\left(2\pi\sqrt{f_x'^2+f_y'^2}\right)}{\sqrt{f_x'^2+f_y'^2}}\exp\left[-j2\pi(x_1u+y_1v)\right]dx_1dy_1\\&f_x'=\frac{1}{\lambda}\left(\frac{x_1}{2f}+\frac{x_2}{2f-\Delta}\right),\ f_y'=\frac{1}{\lambda}\left(\frac{y_1}{2f}+\frac{y_2}{2f-\Delta}\right);\ u=\frac{x_2}{\lambda\Delta},\ v=\frac{y_2}{\lambda\Delta}\end{aligned}\right. \tag{31}$$

上式的物理意意义是：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付氏变换，其一为修正的物函数

$$U_1'(x_1,y_1)=U_1(x_1,y_1)\exp\left[\frac{-jk}{2\Delta}\left(1-\frac{\Delta}{f}\right)(x_1^2+y_1^2)\right]$$

其二为弥散函数，即反射面镜孔径函数的付氏变换 $\frac{J_1\left(2\pi\sqrt{f_x'^2+f_y'^2}\right)}{\sqrt{f_x'^2+f_y'^2}}$ 在这里要注意的是，进行付氏变换时，其空间频率为 (u, v)，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，最终可整理化简成下式

$$\left\{\begin{aligned}&U_2(x_2,y_2)=C\ \mathrm{Circ}\left(\sqrt{x_2^2+y_2^2}\right)\exp\left[\frac{-jk}{2\Delta}(x_2^2+y_2^2)\right]\times\\&\qquad\exp\left\{\frac{jk}{2}\frac{\lambda^2\Delta}{\left(1-\frac{\Delta}{f}\right)}\left[\left(\frac{x_2}{\lambda\Delta}\right)^2+\left(\frac{y_2}{\lambda\Delta}\right)^2\right]\right\}\circledast F\left\{U_1\left(\frac{x_2}{\lambda\Delta},\frac{y_2}{\lambda\Delta}\right)\right\}\\&C=\frac{j}{4\lambda f}\sqrt{\frac{2(2f-\Delta)}{f-\Delta}}\end{aligned}\right. \tag{32}$$

对 (32) 式的变化趋势及物理含义，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，不仅使成像平面位置偏离了理想高斯像平面，而且像面的图案进一步变得模糊了．尚可作如下的分析．取如图 3 所示．此时相应于物点的像斑面积，不再是围绕着理想高斯像面上的几何像点，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，记其区域范围的线度为 Δx，可作如下估算，参阅文献[3, 4]有以下近似式

$$\Delta x\doteq\sqrt{(\Delta x)_f^2+(\Delta x)_\Delta^2} \tag{33}$$

其中 $(\Delta x)_f$ 和 $(\Delta x)_\Delta$ 分别是由 Fraunhofer 衍射和聚焦误差所造成的横向增宽，近似有下式

$$(\Delta x)_f\doteq\frac{2\lambda z_2}{D}=\frac{4\lambda f}{D}$$

$$(\Delta x)_\Delta\doteq\frac{D\Delta}{z_2}=\frac{D\Delta}{2f} \tag{34}$$

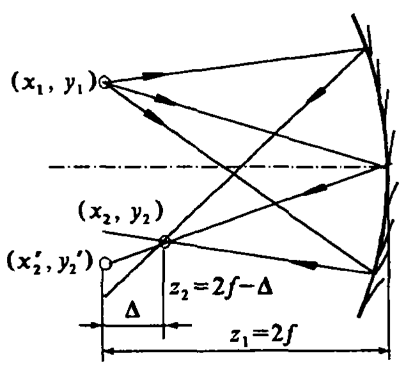

图 3 聚焦误差的影响

4 结束语

1 本文第 1, 2 两个部分的分析和推导以及结果，其意义是显而易见的.

2 第 3 部分的讨论是针对聚焦误差不可忽略时，给出了一个解析分析与估算方法. 其实，当作为付氏变换元件使用时，可以合理地预期. 由 (33)、(34) 所估算的 Δx 与作为成像元件使用时相比较会更小，这只需在做实验时正确调整 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) 两式化为 $\Delta x \doteq (\Delta x)_f \doteq (2\lambda f)/D$. 如此也就解释了为什么文献 [1] 的实验结果是那么的精美.

3 对图 2 而言，三维物体 A 成像为三维像 A'，若在 $z_2 = 2f - \Delta$ 处放置一块干板，在此干版的右方偏下，用相干平行光倾斜照射此干板，于是可拍摄到一张像全息图；即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，会得到共轭赝实像，将此赝实像作为物光来使用所制作的像全息图.

4 注意对抛物型反射面镜而言，所有平行于光轴的光线，都在面镜反射后相交于焦点. 而对球面透镜而言，只有平行于光轴的旁轴光线，才相交于焦点. 所以，从光学信息处理和存储的角度来看，它比透镜又有优越性，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.

总之，抛物型反射面镜，从理论上、实验上做进一步的研究，在技术应用上是有实际意义的.

参 考 文 献

1 Husain-Abidi A S, Krile T F. Fourier transformable properties of paraboloidal mirror segments. Optics Communications, 1971, 11: 409 ~ 411

2 Joseph W Goodman. Introduction to Fourier Optics. McGraw-Hill, Inc. 1968: 57 ~ 70

3 Takanori Okoshi. Three-dimensional imaging techniques. Academic Press, Inc. 1976. 140 ~ 150

4 Max Born, Emile wolf. Principles of Optics. Pergamon Pess. Sixth edition, 1980. 370 ~ 400

Light Field Transformation by a Paraboloidal Mirror

E Guoguang

(Department of Applied Physics)

【Abstract】 The light feild transformation in the paraboloidal mirror is discussed. The condition for obtaining an exact Fourier-transform relationship is indicated. The imaging character and the influence of focus error in the mirror are also presented.

【Key words】 paraboloidal mirror, Fourier-transform, light field