

大曲率半径球形光学列阵的菲涅耳成象与 腰位相共轭特性

周 国 生

(山西大学物理系)

王 绍 民

(杭州大学物理系)

1983年1月18日收到

提 要

本文利用菲涅耳衍射积分公式,计算了大曲率半径球形光学列阵的成象特性,获得了成象公式及其成立的条件.文中证明了,自返平面列阵具有补偿畸变的能力,不是由于产生位相共轭反射波,而是由于自返光线的叠加和自返元件的特性.

一、引 言

光学列阵很早就被应用于科研和生产中,如立方自返棱镜平面列阵用作月球上的合作目标.近年来,文献[1,2]指出:立方自返棱镜所构成的平面列阵具有腰位相共轭特性,可以部分补偿传播介质不均匀所引起的畸变,而且它具有价廉、面积大和反应快等特点.文献[3]将这种列阵用作激光共振腔反射镜,发现:即使这种列阵平面偏转二十多度,激光器仍能工作.文献[4]对这种腔体作了一些理论分析.近年来,光学列阵技术又扩展到用梯度光纤构成平面列阵.这种平面列阵,已应用于复印机中.对于这类平面光纤列阵已作了不少实验研究及理论探讨^[5-10].文献[8,9]的实验指出:这类光纤列阵有所谓“非高斯成象”特性,即:象距始终等于物距,垂轴放大率恒等于1.文献[10]对二列光纤构成的平面列阵,利用几何光学近似计算,获得了在小区域内综合成象的物象公式.在此以前的国外文献,没有得到垂轴放大率不等于1的列阵,而对北京萤光虫复眼晶体柱的光学特性的实验^[11]指出:昆虫的复眼结构,基本上属于球形光纤列阵.显然它的综合象放大率不可能等于1.文献[13]利用矩阵光学,计算了球形光学列阵的综合成象特性,获得了它的光线变换矩阵,讨论了它的成象特性,并对某类列阵的腰位相共轭特性作了讨论.

本文的目的是利用菲涅耳衍射积分,计算大曲率半径球形光学列阵的成象特性,求出物象公式及轴向放大率公式,并对某类列阵的腰位相共轭特性予以解释.

二、大曲率半径球形光学列阵的衍射积分

设光学列阵的所有单元具有相同的光线变换矩阵

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$E_1(x_1) = \left(\frac{i}{\lambda u}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-ik u/2} \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 E_0(x_0) \exp[i\phi(x_0)] \cdot \exp\{-is_0[x_0^2 - 2x_0(x_{1m} + \xi_{1m}) + g_1 x_{1m}^2 + \xi_{1m}^2 + 2g_1 x_{1m} \xi_{1m}]\}, \quad (5)$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$, 为波数; λ 为入射光波长, $s_0 = \pi/(\lambda u)$.

由于各单元是互相光学隔离的, 所以入射到光学列阵面上的场, 分别独立地通过各单元, 再传播到列阵的输出面上. 因此在列阵输出面上任一点 $(x_2, y_2, z_2) = (x_{2m} + \xi_{2m}, y_{2m} + \eta_{2m}, z_2)$ 的场, 只决定于该单元输入面上的场, 而与其他单元的场无关. 这样, 在 (x_2, y_2, z_2) 处的场可用 $ABCD$ 矩阵形式的菲涅耳积分公式表示^[14,15]. 它在 x 方向的分量为

$$E_2(x_2) = E_2(x_{2m} + \xi_{2m}) = \left(\frac{i}{\lambda b}\right)^{1/2} e^{-ik l'/2} \int_{-Ra}^{Ra} d\xi_{1m} E_1(x_{1m} + \xi_{1m}) \cdot \exp\{-is_1[a\xi_{1m}^2 - 2\xi_{1m}\xi_{2m} + d\xi_{2m}^2]\}. \quad (6)$$

这里 $s_1 = \pi/(\lambda b)$, l' 为光学单元的光程长.

在推导上式中, 考虑到列阵的曲率半径很大, 而且列阵的线度不很大, $2m\alpha \ll 1$, 所以已略去了它的高次项.

设由列阵输出面至象平面 $z = z_3$ 的距离为 w , 则由 (x_2, y_2, z_2) 到象平面 $z = z_3$ 上任一点 (x_3, y_3, z_3) 的光程 L_3 为

$$L_3 = w + \frac{1}{2w} [x_3^2 - 2x_3(x_{2m} + \xi_{2m}) + g_2 x_{2m}^2 + \xi_{2m}^2 + 2g_2 x_{2m} \xi_{2m}] + \frac{1}{2w} [y_3^2 - 2y_3(y_{2m} + \eta_{2m}) + g_2 y_{2m}^2 + \eta_{2m}^2 + 2g_2 y_{2m} \eta_{2m}], \quad (7)$$

式中

$$g_2 = 1 + \frac{w}{R+l}. \quad (8)$$

于是 (x_3, z_3) 处场的 x 分量可由菲涅耳衍射积分公式给出

$$E_3(x_3) = \sum_m \left(\frac{i}{\lambda w}\right)^{1/2} e^{-ik w/2} \int_{-(R+l)\alpha}^{(R+l)\alpha} d\xi_{2m} E_2(x_{2m} + \xi_{2m}) \cdot \exp\{-is_2[x_3^2 - 2x_3(x_{2m} + \xi_{2m}) + g_2 x_{2m}^2 + \xi_{2m}^2 + 2g_2 x_{2m} \xi_{2m}]\}. \quad (9)$$

这里 $s_2 = \pi/(\lambda w)$. 将 (5), (6) 两式代入上式, 得

$$E_3(x_3) = \left(\frac{i^3}{\lambda^3 u w b}\right)^{1/2} e^{-ik(u+l'+w)/2} \sum_m \int_{-(R+l)\alpha}^{(R+l)\alpha} d\xi_{2m} \cdot \exp\{-is_2[x_3^2 - 2x_3(x_{2m} + \xi_{2m}) + \xi_{2m}^2 + g_2 x_{2m}^2 + 2g_2 x_{2m} \xi_{2m}]\} \cdot \int_{-Ra}^{Ra} d\xi_{1m} \exp\{-is_1[a\xi_{1m}^2 - 2\xi_{1m}\xi_{2m} + d\xi_{2m}^2]\} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 E_0(x_0) e^{i\phi(x_0)} \cdot \exp\{-is_0[x_0^2 - 2x_0(x_{1m} + \xi_{1m}) + g_1 x_{1m}^2 + \xi_{1m}^2 + 2g_1 x_{1m} \xi_{1m}]\}. \quad (10)$$

这就是距列阵面 u 处的光, 经过大曲率半径球形光学列阵, 再经距离 w 到达 $z = z_3$ 平面处, 场的 x 方向分量的衍射积分表示式. 在 y 方向, 有同样的表达式, 不再赘述.

三、光学列阵成像特性

设光学单元对入射光限制的光阑作用主要发生在光学元件的输入面上. 单元的输出面线度 $2\alpha(R+l)$ 虽小, 但它们还足够大, 因此在对 ξ_{2m} 的积分中, 起主要贡献的部分仍在被积区域内, 因此对 ξ_{2m} 的积分值与积分限为正负无穷时的积分值所差无几, 于是对 ξ_{2m} 的积分可以扩展至无穷. 在对 ξ_{1m} 的积分中, 由于 ξ_{1m} 很小, 被积区域也很小, 因此略去指数上的 ξ_{1m}^2 项. 对 ξ_{2m} 和 ξ_{1m} 进行积分, (10) 式就近似成

$$E_3(x_3) = c' \sum_m \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 E_0(x_0) e^{i\phi(x_0)} G_m(x_0, x_3) \text{sinc}(2R\alpha\phi_m) \cdot \exp\{-i[s_0x_0^2 + s_1s_2dx_0^2/T_1]\}. \quad (11)$$

这里

$$c' = \left(\frac{i^2\pi}{\lambda^3 u w b T_1} \right)^{1/2} 2R\alpha \exp\{-ik(u+w+l')/2\},$$

$$G_m(x_0, x_3) = \exp\left\{-i\left[T_2x_{2m}^2 - 2x_{2m}\left(s_0x_0\frac{R}{R+l} + s_2x_3 - \frac{g_2s_2^2}{T_1}x_3\right)\right]\right\}, \quad (12)$$

$$T_1 = s_1d + s_2,$$

$$T_2 = s_2g_2(1 - s_2g_2/T_1) + s_0g_1\left(\frac{R}{R+l}\right)^2, \quad (13)$$

$$\phi_m = -s_0x_0 - \frac{s_1s_2}{T_1}x_3 + \left(g_1s_0\frac{R}{R+l} + g_2\frac{s_1s_2}{T_1}\right)x_{2m},$$

$$\text{sinc } x = \frac{\sin x}{x}. \quad (14)$$

考虑一个特殊的平面, 在这平面上, (14) 式右方的 x_{2m} 的系数为零, 即

$$g_1s_0\frac{R}{R+l} + g_2\frac{s_1s_2}{T_1} = 0.$$

它可化简为

$$v = -w = \frac{u\left(\frac{R+l-b}{R}\right) + b}{u\left(\frac{1-d}{R}\right) + d}. \quad (15)$$

这里引入 $v = -w$, 是为了便于和矩阵光学的 $ABCD$ 公式进行比较. 在满足(15)式的象平面上, ϕ_m 就与序数 m 无关, 现以 ϕ_0 表示之,

$$\begin{aligned} \phi_0 &= -s_0x_0 - \frac{s_1s_2}{T_1}x_3 \\ &= -\frac{\pi}{\lambda u}(x_0 - x_3/M). \end{aligned} \quad (16)$$

以后可以看到,这里的 M 就是象的垂轴放大率,

$$M = 1 + [l - b + w(1 - d)]/R. \quad (17)$$

将 ϕ_0 和对 x_0 的积分提出求和号,于是(11)式可化成

$$E_3(x_3) = c' \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 E_0(x_0) e^{i\phi(x_0)} \text{sinc}(2R\alpha\phi_0) \cdot \exp\left\{-i\left(s_0 x_0^2 + \frac{s_1 s_2 d}{s_1 d + s_2} x_3^2\right)\right\} \sum_m G_m(x_0, x_3). \quad (18)$$

在光学单元有规则排列和传播介质无畸变的情况下,上式中对 m 的求和项 $\sum_m$ 可以近似为 $(2R\alpha)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} dx_{2m}$,这样上式化为

$$E_3(x_3) = c'' \int dx_0 E_0(x_0) e^{i\phi(x_0)} \text{sinc}(2R\alpha\phi_0) \cdot \exp\left\{-i\frac{\pi}{\lambda B} (Ax_0^2 - 2x_0x_3 + Dx_3^2)\right\}. \quad (19)$$

这里

$$\begin{aligned} c'' &= \left\{ \frac{i}{\lambda} \cdot \frac{(R+l)^2}{R(R+l+w)u[d(R+l)/R - b/R - 1]} \right\}^{1/2}, \\ A &= \frac{R+l+w}{R} \left[1 + \frac{u}{(1-u/R)[d(R+l)-b]} \right], \\ B &= (R+l+w) \frac{u}{R} \left[1 - \frac{R}{d(R+l)-b} \right], \\ D &= \left(1 - \frac{u}{R} \right) \left[\frac{dR}{d(R+l)-b} + \frac{u}{R-u} \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

在这种情况下,若物光源场为点光源 $E_0(x_0) = \delta(x_0 - x'_0)$,则在象平面上的场可由(19)式得出

$$h(x'_0, x_3) = c'' e^{i\phi(x'_0)} \text{sinc}\left[\frac{2\pi R\alpha}{\lambda u} (x'_0 - x_3/M)\right] \cdot \exp\left\{-i\frac{\pi}{\lambda B} (Ax_0'^2 - 2x'_0x_3 + Dx_3^2)\right\}. \quad (21)$$

这就是经光学列阵后在象平面上的点扩展函数(空间脉冲响应).这说明一个点光源,经过光学列阵后,在成象平面上,不是成为一个几何象点,而是成为由 sinc 函数决定的光斑.

若物光源仍为 $E_0(x_0)e^{i\phi(x_0)}$,且单元的光学孔径足够大,如文献[1]的实验中, $2R\alpha = 250\mu\text{m}$, $\lambda = 10^{-5}\text{cm}$,则 $2R\alpha/(\lambda u) \cong 250$ (这里取 $u = 10\text{cm}$),则可用粗略的近似

$$\text{sinc}(2R\alpha\phi_0) \cong \frac{\lambda u}{2R\alpha} \delta(x_0 - x_3/M),$$

于是,(19)式近似为

$$E_3(x_3) = c'' \frac{\lambda u}{2R\alpha} E_0(x_3/M) e^{i\phi(x_3/M)} \exp\left\{-i\frac{\pi}{\lambda B} x_3^2 (AM^{-2} - 2M^{-1} + D)\right\}. \quad (22)$$

因此,在满足物象关系式(15)的平面上,象的场分布与物场分布相同,只是放大了 M 倍.象的位相分布与物的位相分布相差 M 倍.另外,还有一个附加的位相差,不过,它们对象的强度不会有影响.

当光学单元呈无规排列时,(18)式中的 G_m 应改为 $G_m(x_0, x_3)\exp[i\phi'_m(x_{2m})]$,这里 $\phi'_m(x_{2m})$ 是由于光学单元无规排列时引入的位相差.和以前相同,将sinc函数近似为 δ 函数,(18)式可表示为

$$E_3(x_3) = \sum_m E_{3m}(x_3),$$

$$E_{3m}(x_3) \cong c'' \left(\frac{\lambda u}{2R\alpha} \right) E_0(x_3/M) e^{i\phi(x_3/M)} \cdot \exp\{-ix_3^2[s_0/M^2 + s_1s_2d/(s_1d + s_2)]\} G_m(x_3/M, x_3) e^{i\phi'_m(x_{2m})}. \quad (23)$$

因此象平面上的场等于各单元所产生的场的叠加.由于 $\phi'_m(x_{2m})$ 的无规性,在象平面上的光强分布 $I_3(x_3)$ 等于各单元光强分布的非相干叠加,

$$I_3(x_3) \propto [E_3(x_3/M)]^2. \quad (24)$$

因此,即使光学单元呈无规排列,列阵仍存在综合象.

不论光学单元有规则排列或者无规排列,物象关系式(15)始终成立.将(15)式与矩阵光学的 $ABCD$ 公式进行比较,可以得到光学列阵的光线变换矩阵为

$$\begin{pmatrix} \frac{R+l-b}{R} & b \\ \frac{l-d}{R} & d \end{pmatrix}. \quad (25)$$

(15)和(25)式实质上与文献[13]所得的结果相同.令 $R \rightarrow -R$,即得文献[13]所给出的公式.

对于平面列阵, $R \rightarrow \infty$,相应的物象关系式为

$$V = -w = \frac{1}{d}(u+b). \quad (26)$$

而垂轴放大率恒等于1,它与物距无关,也与单元的光线变换矩阵元 a, b, c 和 d 无关,

$$M = 1. \quad (27)$$

相应的列阵的光线变换矩阵为

$$\begin{pmatrix} 1 & b \\ 0 & d \end{pmatrix}. \quad (28)$$

若光学单元的矩阵元 $d > 0, b + u > 0$,则 $w < 0$,得虚象.若 $d > 0, b + u < 0$,则 $w > 0$,得实象.若 $d < 0, u + b > 0$,则 $w > 0$,得实象.若 $d < 0, u + b < 0$,则得虚象.当 $b = 0, d = -1$,则 $w = u$,象距恒等于物距.平面列阵的这些特性,文献[8, 9, 12, 17]都已在实验中观察到,并被文献[8, 9]称为“非高斯成象”特性.

四、自返光学列阵的赝位相共轭特性

设在列阵附近的介质引起入射光波在 x 方向有一位相畸变.沿 x 方向,等分成

$2N + 1$ 份小段。若这些小段足够小,则在每一小段内,位相畸变可近似认为是线性的,即楔形畸变。不同小段,可以是不同的楔形畸变,可表示为 $\exp(-i\phi_m'' - ik\xi_m \sin \theta_m)$, 这里 ϕ_m'' 和 θ_m 随 m 不同而异。这一过程,好象在积分中,只要分割得足够细,就可把折线近似代表曲线。

若光学列阵的所有单元都是自返单元,它的光线变换矩阵为

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (29)$$

每一单元的线度足够小,满足前段所述的条件,则这一类反射型的平面列阵能补偿列阵附近的介质的奇次项畸变,呈赝位相共轭特性。现证明如下。

物光经过距离 u 及列阵附近的畸变介质后,在列阵输入面上任一点 $x_1 = x_{1m} + \xi_{1m}$ 处的光场在 x 方向的分量近似等于

$$E_1'(x_{1m} + \xi_{1m}) = E_1(x_{1m} + \xi_{1m}) \exp(-i\phi_m'' - ik\xi_{1m} \sin \theta_m). \quad (30)$$

这里 $E_1(x_{1m} + \xi_{1m})$ 由(5)式表示。

在列阵输出面上,位于 $x_2 = x_{2m} + \xi_{2m}$ 处的场分量可由(6)式表示,不过需将其中的 $E_1(x_{1m} + \xi_{1m})$ 改成 $E_1'(x_{1m} + \xi_{1m})$ 。由于光学单元的光线变换矩阵元 $b = 0$, 可以直接求出(6)式中的积分,得

$$E_2(x_{2m} + \xi_{2m}) = i e^{-ikl'/2} E_1(x_{2m} - \xi_{2m}) \cdot \exp(-i\phi_m'' + ik\xi_{2m} \sin \theta_m) \cdot \text{rect}(\xi_{2m}/(2R\alpha)). \quad (31)$$

这里

$$\text{rect}(\xi/a) = \begin{cases} 1 & |\xi| \leq a/2, \\ 0 & \text{其他}. \end{cases} \quad (32)$$

这场再通过相同的畸变介质,场分量变成

$$\begin{aligned} E_2'(x_{2m} + \xi_{2m}) &= E_2(x_{2m} + \xi_{2m}) \exp(-i\phi_m'' - ik\xi_{2m} \sin \theta_m) \\ &= i e^{-ikl'k-2i\phi_m''} E_1(x_{2m} - \xi_{2m}) \text{rect}(\xi_{2m}/(2R\alpha)). \end{aligned} \quad (33)$$

这里已用到了平面列阵的条件 $x_{1m} = x_{2m}$ 和 $b = 0$, 以及在积分过程中得到的 $\xi_{2m} = \xi_{1m}$ 。

场 E_2' 再经过距离 w , 到达象平面。利用菲涅耳衍射公式(9), 将(33)式表示的 E_2' 代入(9)式中的 E_2 , 对 ξ_{2m} 积分, 注意到利用与以前相同的近似, 可得: 当 $w = u$ 时有象,

$$\begin{aligned} E_3(x_3) &= \frac{\pi}{\lambda u} \exp[-ik(u + w + l')/2 - i2\phi_m''] E_0(x_3) \\ &\quad \cdot \sum_m \exp\left\{-i \frac{2\pi}{\lambda u} (x_3 - x_{2m})^2\right\}. \end{aligned} \quad (34)$$

若列阵中各单元有规则排列, 且 $\phi_m'' \simeq 0$, 又设光场基本上集中于列阵中部, 因此上式可简化为

$$E_3(x_3) = \left(\frac{\pi^2}{2i\lambda u}\right)^{1/2} \frac{1}{2R\alpha} e^{-ik(2u+l')/2} E_0(x_3) e^{i\phi(x_3)}. \quad (35)$$

这式与没有畸变时, 由(22)式所得到的结果相同, 这说明, 象平面上的场分布 $E_3(x_3)$ 与物平面上的场分布 $E_1(x_1)$, 除常数因子外, 振幅相同, 位相分布也相同, 因此自动补偿了列阵附近介质的奇次项畸变, 具有赝位相共轭特性。

若列阵中各单元呈无规排列,或者 $\phi_m'' \approx 0$,则由各单元所产生的场的非相干叠加,可得到象平面上的光强分布,

$$I_3(x_3) \propto |E_0(x_3)|^2. \quad (36)$$

同样它补偿了列阵附近介质的畸变,而具有赝位相共轭特性.

由(28)式,可得到自返平面列阵的光线变换矩阵为

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (37)$$

这矩阵与位相共轭的光线变换矩阵^[16]的形式相同,这也说明这类矩阵能补偿介质的畸变.

赝位相共轭与位相共轭,虽然都有补偿畸变的能力,但两者的机理是根本不同的.赝位相共轭并不是真正产生位相共轭反射波 $E_0(x_3)\exp[-i\phi(x_3)]$,而是由于每一光学单元能把入射光线,按原方向返回,具有“自返能力”,能自动抵消楔形畸变这一特性,相干或非相干成象.相反,位相共轭原理是:由于反射介质的非线性作用,产生与入射场 $E_0(x_0)\exp[i\phi(x_0)]$ 成位相共轭的反射波 $E_0(x_3)\exp[-i\phi(x_3)]$,从而补偿介质的畸变.可是,它需要很强的优质激励光源,因而不能做得面积很大.另外,位相共轭反射器常常只对一定波长有效.自返平面列阵不需要激励源,面积大,价格低,有非常宽的光谱特性,应用简便.

顺便指出,由(29)式表示的光线变换矩阵可以代表很多光学元件,如立方自返棱镜,猫眼结构(这时输入面和输出面应取在透镜的前焦面上)等.

五、结 语

本文利用非涅耳衍射积分的近似计算,获得了由任意光学元件组成的、大曲率半径球形光学列阵的综合成象特性.这些综合成象特性,与光学单元的成象特性迥然不同,如象距随物距增大而增大.因此物距象距可以很短,光学系统体积小,相对孔径大,超广角等等.现在平面列阵已应用于复印机中,今后定会有更广泛的应用,如用于光纤板图象传输,微型光学系统等.本文为新型的球形列阵,提供了衍射理论基础,从而可应用于各类光学列阵的设计.

本文的计算所应用的条件是:1) 光学单元的线度 $2R\alpha$ 不能太小,也不能太大.太小,则列阵的成象特性不明显.太大,就不能在对 ξ_1 的积分中,略去 ξ_1^2 项,因而就只有多个单元象(高斯成象),而没有综合象(这将另文讨论).2) 入射光瞳近似地在输入面上.3) 各光学单元是互相光学隔离的.以光纤板为例.当入射光线与各单元的光轴的夹角不大,光线在光纤的输入孔径角内,因此不会进入其他光纤;各光纤间的确是互相光学隔离的.这是入射光束的主要部分.当入射光线与各单元的光轴的夹角很大,光线已不在输入孔径角内,则这些光纤可能窜入其他光纤,从而破坏了各光纤(各光学单元)间的光学隔离.但这只是入射光束的一小部分.而且由于这些光线与光轴夹角大,因此有相当数量逸出光学系统,而小部分在象平面上,特别在边缘地区,构成模糊的背景或噪声.

文中计算指出:由自返单元组成的平面列阵,若其单元线度除满足前述线度大小要

求外,并且还足够小,可把畸变看作分段线性的楔形畸变,则列阵有补偿畸变的能力.这不是由于它们产生了位相共轭反射波,而是由于列阵单元的自返特性.这计算阐明了位相共轭的基本原理及应用条件,从而有助于位相共轭反射镜的设计.

参 考 文 献

- [1] H. H. Barret and S. F. Jacobs, *Opt. Lett.*, **4**(1979), 190.
- [2] V. K. Orlov *et al.*, *Sov. J. Quantum Electron.*, **8**(1978), 799.
- [3] P. Mathieu and P. A. Belanger, *Appl. Opt.*, **19**(1980), 2262.
- [4] Zhou Guosheng (周国生) and L. W. Casperson, *Appl. Opt.*, **20**(1982), 1621.
- [5] K. Matsushita, N. Akazawa and M. Toyama, in Digest of Topical Meeting on Gradient Index Optical Imaging Systems (Optical Society of America, Washington, D. C., 1979), Paper W C 2.
- [6] J. D. Rees and W. Lama, *Appl. Opt.*, **19**(1980), 1065.
- [7] K. Matsushita and M. Toyama, *Appl. Opt.*, **19**(1980), 1070.
- [8] M. Kawazu and Y. Ogura, *Appl. Opt.*, **19**(1980), 1105.
- [9] M. Toyama, N. Akazawa and K. Matsushita, in Selfoc '81 (Nippon Sheet Glass Co., Ltd, Osaka, Japan, 1981).
- [10] James D. Rees, *Appl. Opt.*, **21**(1982), 1009.
- [11] 中国科学院生物物理研究所昆虫复眼光信息加工组,生物化学与生物物理进展, (3)(1979), 45.
- [12] 同上, 51页.
- [13] 王绍民,光学元件的非高斯成像性质,待发表.
- [14] S. A. Collins, Jr., *J. Opt. Soc. Am.*, **60**(1970), 1168.
- [15] 范滇元,光学学报, **1**(1981), 395.
- [16] J. A. Yeung, D. Fekete *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-15**(1979), 1180.
- [17] 王绍民、周国生、吴梅瑛、彭连惠、田丽娟,物理学报, **32**(1983), 1357.

FRESNEL IMAGING AND PSEUDO-PHASE-CONJUGATION PROPERTIES OF OPTICAL ARRAY WITH LARGE RADIUS OF CURVATURE

ZHOU GUO-SHENG

(Department of Physics, Shanxi University)

WANG SHAO-MIN

(Department of Physics, Hangzhou University)

ABSTRACT

By using Fresnel diffraction, we get the imaging and pseudo-phase-conjugation properties of the optical array with large radius of curvature which is composed by many optical elements. It is shown that the compensation for distortion does not result from the production of the phase conjugate reflected waves, but from the interaction of retro-reflective waves.