

文章编号: 0258-7025(2006)03-0356-05

二维斜周期阵列的分数泰伯效应

曲伟娟, 闫爱民, 刘立人, 鲁 伟, 王春花

(中国科学院上海光学精密机械研究所信息光学研究室, 上海 201800)

摘要 对振幅型二维斜周期阵列分数泰伯效应的研究, 可以为设计和制作新型阵列发生器提供必要的理论依据。通过坐标的旋转与倾斜描述二维振幅型斜周期阵列, 根据菲涅耳变换公式在理论上研究这类斜周期阵列的自成像效应, 并进一步讨论了分数泰伯距离处像场的振幅分布与相位分布, 给出了具体的相位计算公式。以 60° 斜交周期菱形阵列为例, 模拟计算了它们在各自分数泰伯距离处的像, 模拟计算的结果与数学公式推导的结果一致。并简单讨论了利用这种周期结构, 设计和制作新型阵列发生器的可行性。另外, 还对二维斜周期菱形阵列与正交周期方形阵列在压缩比例和光斑模式等特性上进行了比较分析。

关键词 信息光学; 衍射; 分数泰伯效应; 菲涅耳变换公式

中图分类号 O 436.1 **文献标识码** A

Fractional Talbot Effect of 2D Skewed Periodic Array

QU Wei-juan, YAN Ai-min, LIU Li-ren, LU Wei, WANG Chun-hua

(Information Laboratory, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract The study of fractional Talbot effect of the 2D amplitude skewed array is very important to the designation and manufacture of the new type array illumination. The fractional self-imaging effect of the 2D array with arbitrary shape and symmetry is studied theoretically, using scalar diffraction theory and the known periodic self-Fourier-Fresnel transform function $\text{comb}(x, y)$. As a result, a general equation to calculate the phase of the fractional Talbot image of the 2D array is also got. As an example, the intensity distribution of the 60° skewed diamond periodic array in different fractional Talbot planes is numerically evaluated using Matlab. The result is a good agreement with the theory. Based on the theory, the reliability of the designation and manufacture of this skewed diamond array illumination is briefly discussed. Additionally, comparisons of the characteristics are made for the 2D amplitude skewed array and the 2D amplitude orthogonal array in the compression ratio and shape of the light spot.

Key words information optics; diffraction; fractional Talbot effect; Fresnel transform formula

1 引 言

将入射光束分割成阵列微光束的光学器件称为阵列发生器(或阵列照明器、分束器)。这种器件充分体现了光学处理的高速和并行性, 可实现光功率分配、多通道互连及微图形传输等功能, 在光计算、光通信及光电混合处理等领域有着广泛的应用价值。基于相位光栅菲涅耳衍射中的泰伯效应或分数泰伯效应, 是设计和制作光学阵列发生器的重要方法之一。其基本原理是, 设计一个有特定相位分布

的相位光栅, 在单色平面光波的照明下, 使某些特定位置上的菲涅耳像变成一个振幅光栅, 即光斑阵列。要设计这一特定的相位分布, 就需要计算振幅光栅的分数泰伯效应。因为一定开口比的振幅光栅必定有一分数泰伯像是振幅均匀的纯相位分布。

人们已经深入地研究了一维和二维振幅型正交周期阵列的分数泰伯效应^[1~5], 但对二维振幅型斜周期阵列的分数泰伯效应的研究还远不能满足需求。六角阵列是一类典型的斜周期阵列, 它在光学

收稿日期: 2005-08-18; 收到修改稿日期: 2005-10-13

基金项目: 国家自然科学基金(60177106)和国家科学技术部(2002CCA03500)资助项目。

作者简介: 曲伟娟(1979—), 女, 山东人, 中国科学院上海光学精密机械研究所博士研究生, 主要从事光束传播及波面检测技术研究。E-mail: ququ@mail. siom. ac. cn

器件和光学系统中的应用很广泛,如光通信中的光纤耦合器^[6]、梯度折射率棒^[7]、光延时线^[8]以及光计算中的细胞逻辑阵列^[9]等。最近席鹏等^[10]提出了六角形阵列照明,因此对振幅型二维斜周期阵列分数泰伯效应的研究更加迫切。

本文着眼于二维周期阵列的周期结构排布,利用变量的平移和旋转,从理论上推导了二维斜(非正交)周期阵列的分数泰伯像的振幅分布与相位分布。并利用计算机对二维斜(60°)周期阵列的泰伯像与分数泰伯像进行了数值模拟,得到的结果与理论公式推导的结果相吻合。

2 理论推导

2.1 二维斜周期阵列的泰伯效应

如图 1 所示,两个一维光栅按不同的角度叠加,可得到不同排列结构的二维周期阵列。二维正交周期阵列的生成函数可以由函数 $\varphi(x, y) =$

$\text{comb}(x)\text{comb}(y)$ 来描述,而通过适当选择的函数 $w_1(x, y) = a_1x + b_1y$ 和 $w_2(x, y) = a_2x + b_2y$ 分别代换自变量 x 和 y 可以实现 $\varphi(x, y)$ 的旋转或倾斜^[11],从而得到二维斜周期(二维周期相等或不相等)阵列生成函数 $\varphi(x, y) = \text{comb}(a_1x + b_1y, a_2x + b_2y)$,其中 $\text{comb}()$ 为梳状函数, a_1, a_2, b_1, b_2 为常数。若阵列周期为 T ,则 $\varphi(x, y)$ 可表示为

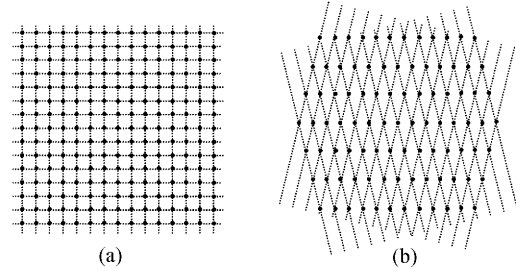


图 1 典型的二维正交周期(a)与斜周期(b)结构
Fig. 1 2D orthogonal periodic structure (a) and skewed periodic structure (b)

$$\varphi(x, y) = \text{comb}\left(\frac{a_1x + b_1y}{T}, \frac{a_2x + b_2y}{T}\right) = |T|^2 \sum_n \sum_m \delta(a_1x + b_1y - nT) \delta(a_2x + b_2y - mT), \quad (1)$$

由(1)式确定阵列周期的二维斜周期阵列的振幅透过率表示为 $t(x, y) = t_c(x, y) * \varphi(x, y)$,其中 $*$ 表示卷积运算, $t_c(x, y)$ 为阵列单元的振幅透过率。单位振幅的单色平面光波垂直照射该二维斜周期阵列,光波传播距离 z 后的场分布 $f(x, y, z)$ 可以通过振幅透过率函数 $t(x, y)$ 与非涅耳近似下的光学传递函数 $h(x, y) = \exp\left[\frac{j\pi}{\lambda z}(x^2 + y^2)\right]$ 的卷积求出^[12],即

$$f(x, y, z) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} t_c(x, y) * \Delta(x, y), \quad (2)$$

其中函数 $\Delta(x, y) = \varphi(x, y) * h(x, y)$ 。根据卷积定理,可以利用傅里叶变换将两个函数的卷积简化为两个函数的乘积,并利用 δ 函数与函数的乘积的性质计算 $\Delta(x, y)$,可表示为

$$\Delta(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{\lambda z}{j} \sum_n \sum_m \delta\left(f_x - \frac{a_1n + a_2m}{T}\right) \delta\left(f_y - \frac{b_1n + b_2m}{T}\right) \exp\left\{-j\pi\lambda z \left[\left(\frac{a_1n + a_2m}{T}\right)^2 + \left(\frac{b_1n + b_2m}{T}\right)^2\right]\right\} \right\}, \quad (3)$$

把方程组 $a_1x + b_1y = c_1$ 和 $a_2x + b_2y = c_2$ 的行列式记为 D ,则有关系式 $a_1b_1 - a_2b_2 = D$,并且引入一个新的函数 $C(n, m) = \exp\left\{-j\pi\lambda z \left[\left(\frac{a_1n + a_2m}{T}\right)^2 + \left(\frac{b_1n + b_2m}{T}\right)^2\right]\right\}$ 。利用 δ 函数的傅里叶级数计算(3)式中的傅里叶逆变换可得到

$$\Delta(x, y) = \frac{T^2}{|D|} \frac{\lambda z}{j} \sum_n \sum_m C(n, m) \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} e^{j2\pi n\left(-\frac{a_2f_y + b_2f_x}{D}\right)T} e^{j2\pi m\left(\frac{a_1f_y - b_1f_x}{D}\right)T} e^{j2\pi(f_x x + f_y y)} df_x df_y, \quad (4)$$

计算出(4)式中的积分,最终可以得到 $\Delta(x, y)$ 的表达式

$$\Delta(x, y) = \frac{\lambda z |T|^2}{j} \sum_n \sum_m C(n, m) \delta(a_1x + b_1y - nT) \delta(a_2x + b_2y - mT), \quad (5)$$

当 $C(n, m) = 1$,即 $z = k[(a_1n + a_2m)^2 + (b_1n + b_2m)^2] \frac{2T^2}{\lambda}$ (k 为整数)时,在这个平面上的光强度分布为

$$I(x, y, z) = |f(x, y, z)|^2 = |t_c(x, y) * \varphi(x, y)|^2, \quad (6)$$

这与二维斜周期阵列的分布一致,为原阵列的准确像。

2.2 二维斜周期阵列的分数泰伯效应

下面求解二维斜周期阵列后距离 $z = \frac{1}{\beta} \frac{T^2}{\lambda}$ (β 为整数) 处的像场分布。当 β 为偶数时, 定义

$$n = k\beta + n' \quad \text{其中 } n' = 0, 1, \dots, (\beta-1); k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$m = l\beta + m' \quad \text{其中 } m' = 0, 1, \dots, (\beta-1); l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

则(5)式可记为

$$\begin{aligned} \Delta\left(x, y, z = \frac{T^2}{\beta\lambda}\right) &= \frac{\lambda z}{j} \sum_{n' m'} \exp\left\{-i\pi \frac{1}{\beta} [(a_1^2 + b_1^2)n'^2 + 2(a_1 a_2 + b_1 b_2)m'n' + (a_2^2 + b_2^2)m'^2]\right\} \times \\ &\quad \sum_{k l} \exp\left[i2\pi k\beta \left(\frac{a_1 x + b_1 y}{T}\right)\right] \exp\left[i2\pi l\beta \left(\frac{a_2 x + b_2 y}{T}\right)\right] \times \\ &\quad \exp\left[i2\pi n' \left(\frac{a_1 x + b_1 y}{T}\right)\right] \exp\left[i2\pi m' \left(\frac{a_2 x + b_2 y}{T}\right)\right], \end{aligned} \quad (7)$$

由于等式 $\sum_{k l} \exp\left[i2\pi k\beta \left(\frac{a_1 x + b_1 y}{T}\right)\right] \exp\left[i2\pi l\beta \left(\frac{a_2 x + b_2 y}{T}\right)\right] = \frac{T^2}{\beta^2} \sum_{k l} \delta\left(a_1 x + b_1 y - \frac{kT}{\beta}\right) \delta\left(a_2 x + b_2 y - \frac{lT}{\beta}\right)$,

(7) 式可记为

$$\Delta\left(x, y, z = \frac{T^2}{\beta\lambda}\right) = \frac{\lambda z}{j} \sum_{k l} R_{kl} \delta\left(a_1 x + b_1 y - \frac{kT}{\beta}\right) \delta\left(a_2 x + b_2 y - \frac{lT}{\beta}\right), \quad (8)$$

其中 $R_{kl} = \frac{T^2}{\beta^2} \sum_{n' m'} \exp\left\{-i\pi \frac{1}{\beta} [(a_1^2 + b_1^2)n'^2 + 2(a_1 a_2 + b_1 b_2)m'n' + (a_2^2 + b_2^2)m'^2 - 2n'k - 2m'l]\right\}$ 。

在这些由距离 z 确定的平面上的光场强度分布为

$$I\left(x, y, z = \frac{T^2}{\beta\lambda}\right) = \left|f\left(x, y, z = \frac{T^2}{\beta\lambda}\right)\right|^2 = \left|t_c(x, y) * \frac{T^2}{\beta^2} \sum_{k l} \delta\left(a_1 x + b_1 y - \frac{kT}{\beta}\right) \delta\left(a_2 x + b_2 y - \frac{lT}{\beta}\right)\right|^2, \quad (9)$$

可见(9)式中由 $t_c(x, y)$ 决定光场强度分布的光斑形状与原阵列的一致, 由式 $\sum_{k l} \delta\left(a_1 x + b_1 y - \frac{kT}{\beta}\right) \delta\left(a_2 x + b_2 y - \frac{lT}{\beta}\right)$ 决定的阵列周期在沿直线 $a_1 x + b_1 y = T$ 的方向上为原阵列周期的 $1/\beta$, 在沿直线 $a_2 x + b_2 y = T$ 的方向上也为原阵列周期的 $1/\beta$ 。

当 β 为奇数时, 定义

$$n = 2k\beta + n' \quad \text{其中 } n' = 0, 1, \dots, (\beta-1); k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$m = 2l\beta + m' \quad \text{其中 } m' = 0, 1, \dots, (\beta-1); l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

则(5)式可记为

$$\Delta\left(x, y, z = \frac{T^2}{\beta\lambda}\right) = \frac{\lambda z}{j} \sum_{k l} R_{kl} \delta\left(a_1 x + b_1 y - \frac{kT}{2\beta}\right) \delta\left(a_2 x + b_2 y - \frac{lT}{2\beta}\right), \quad (10)$$

其中 $R_{kl} = \frac{T^2}{4\beta^2} \sum_{n' m'} \exp\left\{-i\pi \frac{1}{\beta} [(a_1^2 + b_1^2)n'^2 + 2(a_1 a_2 + b_1 b_2)m'n' + (a_2^2 + b_2^2)m'^2 - 2n'k - 2m'l]\right\}$ 。

在这些由距离 z 确定的平面上的光场强度分布为

$$I\left(x, y, z = \frac{T^2}{\beta\lambda}\right) = \left|f\left(x, y, z = \frac{T^2}{\beta\lambda}\right)\right|^2 = \left|t_c(x, y) * \frac{T^2}{\beta^2} \sum_{k l} \delta\left(a_1 x + b_1 y - \frac{kT}{2\beta}\right) \delta\left(a_2 x + b_2 y - \frac{lT}{2\beta}\right)\right|^2, \quad (11)$$

(11) 式中由 $t_c(x, y)$ 决定光场强度分布的光斑形状与原阵列的形状一致, 由式 $\sum_{k l} \delta\left(a_1 x + b_1 y - \frac{kT}{2\beta}\right) \delta\left(a_2 x + b_2 y - \frac{lT}{2\beta}\right)$ 决定的阵列周期在沿直线 $a_1 x + b_1 y = T$ 的方向上为原阵列周期的 $1/2\beta$, 在沿直线 $a_2 x + b_2 y = T$ 的方向上也为原阵列周期的 $1/2\beta$ 。

3 数值模拟结果及分析

根据上面的理论, 对二维 60° 斜周期阵列的泰伯像和分数泰伯像进行了理论推导和数值计算。取二维斜

周期阵列的周期结构生成函数的参数为 $a_1 = a_2 = \sqrt{3}, b_1 = -b_2 = 1$, 周期为 T , 则阵列生成函数 $\varphi(x, y) = |T|^2 \sum_n \sum_m \delta(\sqrt{3}x + y - nT) \delta(\sqrt{3}x - y - mT)$, 该阵列的周期在竖直方向上为 $\sqrt{3}T$, 水平方向上为 T . 阵列光斑的形状为菱形, 由式 $t_c(x, y) = \text{rect}\left(\frac{\sqrt{3}x + y}{d}\right) \text{rect}\left(\frac{\sqrt{3}x - y}{d}\right)$ 确定, 其中 $\text{rect}(\cdot)$ 为矩形函数, $d : T = 1 : 4$. 此时函数 $C(n, m) = \exp\left[-j2\pi \frac{z}{T^2/2\lambda}(n^2 + m^2 - mn)\right]$, 其中 $n^2 + m^2 - mn$ 为整数, 若 $z = kT^2/2\lambda$ 时, 可得

$$f(x, y, z) = \frac{\lambda z}{j} \frac{|T|^2}{\lambda} t_c(x, y) * \sum_n \sum_m \delta(\sqrt{3}x + y - nT) \delta(\sqrt{3}x - y - mT), \quad (12)$$

与原始阵列排布相同, 即这种斜周期阵列的泰伯距离为 $z_T = T^2/2\lambda$. 当 β 为偶数时, 该二维斜周期阵列后距离 $z = \frac{1}{\beta} \frac{T^2}{\lambda}$ 处的像场分布为

$$f\left(x, y, z = \frac{T^2}{\beta\lambda}\right) = \frac{\lambda z}{j} t_c(x, y) * \sum_k \sum_l R_{kl} \delta\left(\sqrt{3}x + y - \frac{kT}{\beta}\right) \delta\left(\sqrt{3}x - y - \frac{lT}{\beta}\right), \quad (13)$$

其中
$$R_{kl} = \frac{T^2}{\beta^2} \sum_{n'} \sum_{m'} \exp\left[-i2\pi \frac{1}{\beta}(2n'^2 + 2m'^2 + 2m'n' - n'k - m'l)\right],$$

当 β 为奇数时, 该二维斜周期阵列后距离 $z = \frac{1}{\beta} \frac{T^2}{\lambda}$ 处的像场分布为

$$f\left(x, y, z = \frac{T^2}{\beta\lambda}\right) = \frac{\lambda z}{j} t_c(x, y) * \sum_k \sum_l R_{kl} \delta\left(\sqrt{3}x + y - \frac{kT}{2\beta}\right) \delta\left(\sqrt{3}x - y - \frac{lT}{2\beta}\right), \quad (14)$$

其中
$$R_{kl} = \frac{T^2}{4\beta^2} \sum_{n'} \sum_{m'} \exp\left[-i2\pi \frac{1}{\beta}(2n'^2 + 2m'^2 + 2m'n' - n'k - m'l)\right].$$

图 2 所示为数值模拟计算得到的二维斜周期阵列的一个周期单元的泰伯像和不同平面的分数泰伯像。其中图 2(b)是从图 2(a)中取出的周期阵列的一个周期单元, 其泰伯像与分数泰伯像分别如图 2(c), (d), (e), (f), (g) 所示。与前述理论推导一致, 在 $\beta = 2$ 时可得到如图 2(c) 所示的泰伯像; 当 $\beta = 3$ 时得到如图 2(d) 所示的分数泰伯像, 由式

$\sum_k \sum_l \delta\left(\sqrt{3}x + y - \frac{kT}{3}\right) \delta\left(\sqrt{3}x - y - \frac{lT}{3}\right)$ 决定的阵列周期在沿直线 $\sqrt{3}x + y = T$ 的方向上为原阵列周期的 $1/6$, 在沿直线 $\sqrt{3}x - y = T$ 的方向上也为原阵列周期的 $1/6$, 但两个方向的直线族的交点在一个周期单元里并没有全部被包括, 故在此平面得到 3 个与原阵列周期单元旋转 90° 相同的单元结构。当 $\beta = 6$ 时, 产生如图 2(f) 所示的分数泰伯像的道理是一样的。由于阵列光斑的边长 d 与阵列周期 T 之间存在关系 $d : T = 1 : 4$, 应该在 $\beta = 8$ 时即 $z = \frac{1}{8} \frac{T^2}{\lambda}$ 处得到振幅均匀的纯相位分布, 如图 2(g) 所示。其具体的相位值由式 $R_{kl} = \frac{T^2}{64} \sum_{n'} \sum_{m'} \exp\left[-i\pi \frac{1}{4}(2n'^2 + 2m'^2 + 2n'm' - n'k - m'l)\right]$ 给出。据此, 可以制作一个多阶相位板, 从而实现占空比为 $1/16$ 的二维菱形阵列照明。该二维菱形阵列照明可以满足光学逻辑运算等方面的应用。

对于周期为 T 的二维振幅正交周期方形阵列, 其自成像的距离为 $z_T = 2T^2/\lambda$, 在阵列后距离为 $z_T/2n$ (n 为整数, $n \geq 1$) 的平面上, 阵列光斑的周期变成 T/n . n 为偶数时, 光斑的原始位置不变, 只是数目增加; n 为奇数时, 光斑不但数目增加, 还在原

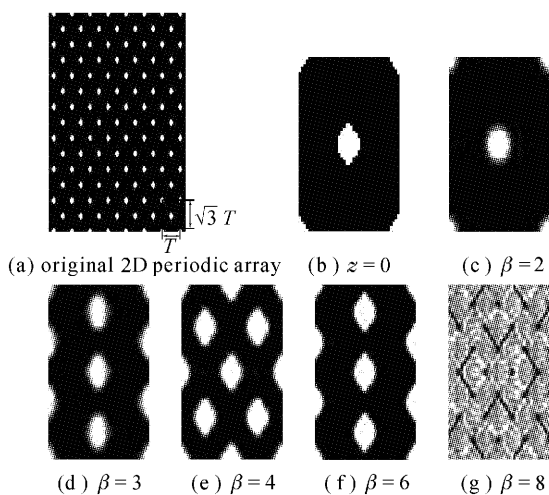


图 2 二维斜交(60°)周期菱形阵列的泰伯像和分数泰伯像
Fig. 2 Talbot image and fractional Talbot image of the 2D skewed diamond periodic structure (60°)

位置处平移 $T/2n$ 个周期。在阵列后距离为 $z_T/(2n-1)$ (n 为整数, $n \geq 1$) 的平面上, 阵列光斑的周期变成 $T/(2n-1)$ 。图 3 所示为数值模拟计算得到的二维振幅正交周期方形阵列(正方形光斑的边长 d 与阵列周期 T 之间存在关系 $d:T=1:4$) 的一个周期单元的泰伯像和不同平面的分数泰伯像。其中图 3(b) 是从图 3(a) 中取出的周期阵列的一个周期单元, 其泰伯像与分数泰伯像分别如图 3(c), (d), (e), (f) 所示。在 $n=8$ 时即 $z = \frac{2}{8} \frac{T^2}{\lambda}$ 处得到振幅均匀的纯相位分布, 如图 3(f) 所示。据此制作多阶相位板, 可得到占空比为 $1/16$ 的二维方形阵列照明。这种阵列照明在很多文献中都有研究^[13]。比较图 2 和图 3, 可以清楚地看出两种不同周期结构的阵列的分数泰伯像的成像规律的不同。所以对二维斜周期阵列的分数泰伯像的成像规律进行详细的研究是很有必要的。

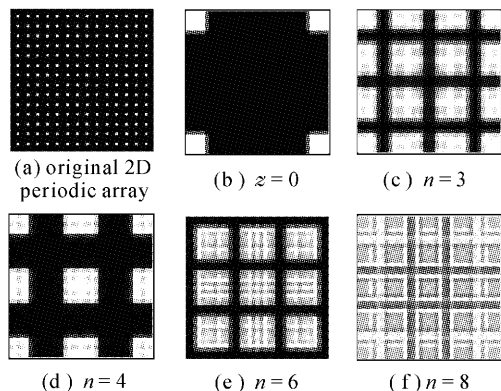


图 3 二维正交周期方形阵列泰伯像与分数泰伯像
Fig. 3 Talbot image and fractional Talbot image of the 2D orthogonal square periodic structure

4 结 论

利用坐标的旋转和倾斜, 研究了二维斜周期阵列的泰伯像和分数泰伯像。发现其成像性质与二维正交周期阵列的不同: 1) 泰伯像距的不同。二维正交周期阵列的泰伯像距为 $z_T = 2T^2/\lambda$, 其中 T 为阵列周期; 而对于二维斜周期阵列, 在竖直方向和水平方向上阵列的周期可能并不相等, 故其自成像的泰伯距离也是不相同的。二维 45° 斜交周期阵列的泰伯距离为 $z_T = T^2/\lambda$, 其中 T 为直线 $x+y=T$ 方向上的阵列周期, 而二维 60° 斜交周期阵列的泰伯距离为 $z_T = T^2/2\lambda$, 其中 T 为直线 $\sqrt{3}x+y=T$ 方向上

的阵列周期; 2) 分数泰伯像的成像规律不同。二维正交周期方形阵列在某些距离处分数泰伯像相对于原始光斑的位置会有一定周期的平移。而二维斜交周期菱形阵列的分数泰伯像相对于原始光斑的位置没有平移。利用二维斜周期阵列得到的光学阵列发生器具有很广阔的应用, 特别是二维 60° 斜交周期六角阵列, 对其进一步的研究具有非常重要的理论与实际价值。

参 考 文 献

- 1 Wang Huaisheng, Zhou Changhe, Liu Liren. New equations for analysing the fractional Talbot effect [J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(10):1364~1367
王淮生, 周常河, 刘立人. 分析光栅分数塔伯特效应的一组新方程[J]. *光学学报*, 2000, **20**(10):1364~1367
- 2 Zu Jifeng, Zhou Changhe, Xi Peng *et al.*. Wavelength-division and beam splitting element based on the Talbot effect [J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(4):431~433
祖继锋, 周常河, 席鹏等. 基于塔伯特效应的分波器和分束器[J]. *光学学报*, 2003, **23**(4):431~433
- 3 Liu Liren, Zhao Liying. Aperture filling of phase-locked laser arrays by phase correction of self-imaging [J]. *Chinese J. Lasers*, 1987, **16**(1):37~40
刘立人, 赵丽英. 锁相激光阵列阵的自成像补偿法孔径装填[J]. *中国激光*, 1987, **16**(1):37~40
- 4 Liu Liren. Theory for Lau effect of plane objects [J]. *Acta Optica Sinica*, 1986, **6**(9):807~814
刘立人. 平面物体的 Lau 效应理论[J]. *光学学报*, 1986, **6**(9):807~814
- 5 Teng Shuyun, Liu Liren, Zu Jifeng *et al.*. Equivalence of Talbot effect of the grating illuminated by the pulse laser and continuous polychromatic light [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(10):1177~1182
滕树云, 刘立人, 祖继锋等. 脉冲和连续多色光源照明光栅泰伯效应的等价性[J]. *中国激光*, 2004, **31**(10):1177~1182
- 6 D. B. Mortimore, J. W. Arkwright. Monolithic wavelength-flattened 1×7 single-mode fused fiber couplers: theory, fabrication, and analysis [J]. *Appl. Opt.*, 1991, **30**(6):650~659
- 7 S. Nemoto, J. Kida. Retroreflector using gradient-index rods [J]. *Appl. Opt.*, 1991, **30**(7):815~821
- 8 N. Madamopoulos, N. A. Riza. Demonstration of an all-digital 7-bit 33-channel photonic delay line for phased-array radars [J]. *Appl. Opt.*, 2000, **39**(23):4168~4181
- 9 Liren Liu, Xiaoben Liu, Bo Cui. Optical programmable cellular logic array for image processing [J]. *Appl. Opt.*, 1991, **30**(8):943~949
- 10 Peng Xi, Changhe Zhou, Enwen Dai *et al.*. Generation of near-field hexagonal array illumination with a phase grating [J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(4):228~230
- 11 Jack D. Gaskill. *Linear Systems, Fourier Transforms, and Optics* [M]. New York: John Wiley & Sons, 1978. 79~97
- 12 J. T. Winthrop, C. R. Worthington. Theory of Fresnel image. I. Plane periodic objects in monochromatic light [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1965, **55**(4):373~381
- 13 J. R. Leger, G. J. Swanson. Efficient array illuminator using binary-optics phase plates at fractional-Talbot planes [J]. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(5):288~290