中国激光
第16卷 第1期

锁相激光列阵的自成像补偿法孔径装填*

刘立人　赵丽英
（中国科学院上海光机所）

Aperture filling of phase-locked laser arrays by phase correction of self-imaging

Liu Liren , Zhao Liying
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

提要：锁相激光列阵产生多旁瓣的远场衍射花斑，本文提出了用列阵的 Talbot 衍射自成像转化为等幅相位分布的概念，并用相位补偿使旁瓣能量转移到主光瓣，实现了孔径装填。

关键词：锁相激光列阵，自成像位相补偿

一、引　言

单一激光器的输出功率受各种条件的限制，采用锁相激光平行列阵是提高输出功率的一种有效方法。已实现的有半导体激光[1]和波导 CO_2 激光[2,3]。然而，相当部分的能量将分布在列阵远场的旁瓣中。为了把旁瓣能量集中到中心主瓣中，实现孔径装填以提高激光亮度，最近 Swanson 等[4]提出了一种新技术，首先对列阵的傅里叶变换谱进行移相，把列阵的振幅分布场强变换成纯相位分布结构，然后用相位板补偿，最终得到等振幅等相位分布的波前，从而产生了单一主瓣，并用模拟实验进行了验证。

事实上平行列阵是一种具有特定占空比的振幅型周期结构。周期性结构的物体能够产生衍射自成像[5]。以前仅在理论上分析了振幅物体产生自成像的过程[6,7]，以及正弦振幅和相位光栅的自成像[8]。最近我们提出并在理论上分析了矩形振幅光栅产生振幅和相位光栅分布像和矩形相位光栅产生振幅和相位光栅分布像的更为一般的过程[9]，导出了精确的解析解[10]。这一理论为等相周期振幅结构通过衍射转化为等幅周期相位结构提供了根据。在此基础上本文提出一种新的方法使列阵激光孔径装填。首先使列阵在特定距离上衍射产生等幅连续周期性的相位分布结构，然后用相位校正器对此相位像进行补偿，得到等幅平面波即单一主瓣。Swanson 系统需要一对傅里叶变换镜，一块相移器和一块相位补偿器，而我们的方法中仅需一块相位补偿板，装置简单而有效，因此更具有实用价值。

收稿日期：1987年9月2日。
* 本工作由国家自然科学基金资助。

二、Talbot 自成像中的相位分布

为讨论 Talbot 衍射自成像过程(图1),令周期性场强的变化周期为 D,宽度为 d,理想状态下假定其为矩形剖面分布并无限长即

$$E_1(x)=\sum_K \mathrm{Rect}\left(\frac{x-KD}{d}\right) \qquad (1)$$

根据 Talbot 自成像理论[10],Talbot 距离为:

$$z_T=\frac{\alpha}{\beta}D^2/\lambda \qquad (2)$$

这里 α/β 为正有理数。距离 z_T 平面上的自成像场强分布为

$$E_2(x)=\sum_K R_K \mathrm{Rect}\left(\frac{x-KD/\beta}{d}\right) \qquad (3\text{-}1)$$

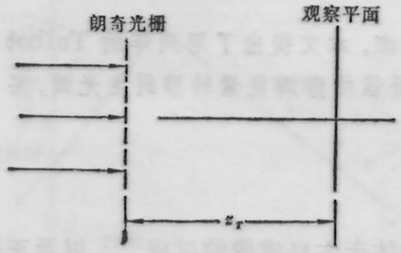

图1 Talbot 效应

当 $\alpha\beta$ 为偶数时,权重函数为:

$$R_K=\frac{1}{\beta}\sum_n \exp\left[-j\left(2\pi\frac{Kn}{\beta}+\pi\frac{\alpha}{\beta}n^2\right)\right] \qquad (3\text{-}2)$$

这里,$n=0,\ 1,\ \cdots(\beta-1)$。

当 $\alpha\beta$ 为奇数时,权重函数为:

$$R_K=\frac{1}{2\beta}\sum_n \exp\left[-j\left(\frac{\pi kn}{\beta}+\pi\frac{\alpha}{\beta}n^2\right)\right] \qquad (3\text{-}3)$$

这里,$n=0,\ 1\cdots(2\beta-1)$。

由此可见 $E_1(x)$ 经过 $\frac{\alpha}{\beta}\frac{D^2}{\lambda}$ 距离衍射后的自成像仍为宽度为d的矩形脉冲串,周期间隔变为 D/β。当 $\alpha\beta$ 为奇数时,还移位 $D/2\beta$。权重函数 R_K 的绝对值相同而重复周期数为 β,也就是说在原周期 D 内构成一个具有 β 个振幅相等、相角不同的脉冲子周期。同样

表1 $\frac{\alpha}{\beta}=0\sim2$ 时的某些 R_k 值

α/β	R_K
0	1
1/4	$\frac{1}{2}e^{-j\frac{\pi}{4}}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}e^{j\frac{3}{4}\pi}$, $\frac{1}{2}$
1/3	$\frac{\sqrt{3}}{3}e^{-j\frac{\pi}{6}}$, $\frac{\sqrt{3}}{3}e^{j\frac{\pi}{2}}$, $\frac{\sqrt{3}}{3}e^{-j\frac{\pi}{6}}$
1/2	$\frac{\sqrt{2}}{2}e^{-j\frac{\pi}{4}}$, $\frac{\sqrt{2}}{2}e^{j\frac{\pi}{4}}$,
2/3	$\frac{\sqrt{3}}{3}e^{-j\frac{\pi}{2}}$, $\frac{\sqrt{3}}{3}e^{j\frac{\pi}{6}}$, $\frac{\sqrt{3}}{3}e^{j\frac{\pi}{6}}$
3/4	$\frac{1}{2}e^{-j\frac{3\pi}{4}}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}e^{j\frac{\pi}{4}}$, $\frac{1}{2}$
1	1
5/4	$\frac{1}{2}e^{j\frac{3\pi}{4}}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}e^{-j\frac{\pi}{4}}$, $\frac{1}{2}$
4/3	$\frac{\sqrt{3}}{3}e^{j\frac{\pi}{2}}$, $\frac{\sqrt{3}}{3}e^{-j\frac{\pi}{6}}$, $\frac{\sqrt{3}}{3}e^{-j\frac{\pi}{6}}$
3/2	$\frac{\sqrt{2}}{2}e^{j\frac{\pi}{4}}$, $\frac{\sqrt{2}}{2}e^{-j\frac{\pi}{4}}$,
5/3	$\frac{\sqrt{3}}{3}e^{j\frac{\pi}{6}}$, $\frac{\sqrt{3}}{3}e^{-j\frac{\pi}{2}}$, $\frac{\sqrt{3}}{3}e^{j\frac{\pi}{6}}$
7/4	$\frac{1}{2}e^{j\frac{\pi}{4}}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}e^{-j\frac{3\pi}{4}}$, $\frac{1}{2}$
2	1

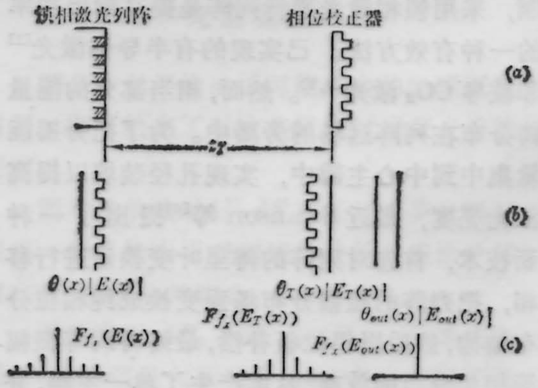

图 2

(a) 孔径装填的结构;
(b) 用波面表示的原理示意;
(c) 相应的远场衍射花样示意

可见自成像结构随衍射距离的变化周期为 $2D^2/\lambda$。

$\frac{\alpha}{\beta}$ 为整数时产生纯振幅的精确像。一般而言，$\frac{\alpha}{\beta}$ 为非整数时为复函数分布，其中当 $D/d=\beta$ 时是纯相位分布。表 1 列出了某些 $\frac{\alpha}{\beta}$ 值下的 R_K 系数。可见 $|R_K|=\frac{1}{\sqrt{\beta}}$。

三、锁相激光列阵的波前自成像校正和孔径装填

图 2 表示了波面校正过程。

锁相列阵激光器的理想波面场强可以记作

$$E(x)=a_0+a(x) \tag{4}$$

这里 a_0 为列阵填充因子，表示瓣能量对整能量之比值，并且

$$-a_0\leqslant a(x)\leqslant 1-a_0。$$

列阵激光器单个激光光束口径为 d_1，中心距为 D_1，并假定 $a(x)$ 为矩形分布，孔径波面的相位恒定，令 $\theta(x)=0$。

为简单起见，考虑矩形分布 $|a(x)|$ 振幅为 a，则场强可分解为：

$$E(x)=\left(a_0-\frac{a}{2}\right)+aE_1(x)=a_b+aE_1(x) \tag{5}$$

因此 z_T 距离上，由式(3-1)，

$$E_T(x)=a_b+aE_2(x) \tag{6}$$

为得到零级主瓣，也就是说要有恒定振幅同相波面，首先应使周期脉冲串 $E_2(x)$ 成为一个无间断的等幅度连续波面，由 Talbot 衍射的频率倍增效应，根据上节讨论，当下式

$$\beta=D_1/d_1 \tag{7}$$

满足时，倍增的脉冲串将刚好填满原间隔光源的空档。由此可见，列阵的占空比 d_1/D_1 的倒数应为整数。取 α/β 为正有理数时，由式(3)和表 1 可见，$E_2(x)$ 为等振幅周期复分布函数。

设计相位校正器 $T_c(x)$，使其复分布为

$$T_c(x)\propto\frac{1}{|E_T(x)|}e^{-j\theta_T(x)}$$
$$|T_{c\max}|=1 \tag{8}$$

则输出为等幅同相波面，

$$E_{\text{out}}(x)=T_c(x)\cdot E_T(x)=c=|E_{T\min}|$$

这里 $c\leqslant a_b+\frac{a}{\sqrt{\beta}}$，这将得到单一零级主瓣。

事实上单个激光间的间隔区并不发光，这时填充比为 $a_0=d/D$，即 $a_b=0$，

$$E(x)=aE_1(x)。$$

这时相位校正器应为

$$T_c(x)\propto E_T^*(x)$$
$$\times|T_c(x)|=1 \tag{9}$$

即 $c=\frac{a}{\sqrt{\beta}}$。这是种很容易制作的纯相位板，而且整个过程不损耗激光输出能量。

无相位补偿时，列阵的主瓣能量对总能量之比 η_n 可用一个周期内的能量比求得。这时总能量为 $(a+a_b)^2d+a_b^2(D-d)$，而直流分量为

$$a_0=a\frac{d}{D}+a_b,$$

据此零级能量为 $\left(a\frac{d}{D}+a_b\right)^2D$，所以

$$\eta_n=\frac{a^2/\beta+a_b^2\beta}{a(a+2a_b)+a_b^2\beta}(\%) \tag{10}$$

有相位补偿时零级能量为 c^2D，则主瓣能量对总能量之比为：

$$\eta_p=\frac{c^2\beta}{a(a+2a_b)+a_b^2\beta}(\%) \tag{11}$$

显然，在上面讨论过的间隔区不发光的情况下，理想转换效率可达 100%。

上述分析中，认为单个激光器是等强度发光，事实上却有一定的强度不均匀性，其 Talbot 自成像将产生有周期性振幅波动的连续波前，纯相位校正器不能消除这种波前周期性的变化。

令 a 的平均波动量为 Δ，则主瓣效率近似为：

$$\eta \approx \frac{\left(\frac{a-\frac{\Delta}{2}}{\sqrt{\beta}}\right)^2 d}{E/\beta} \approx \left(1-\frac{\Delta}{a}\right)(\%) \quad (12)$$

事实上激光器的纵模。周期 D_1 和发光宽度 d_1 的不均匀性都将降低零级的转换效率。

四、实　验

如同文献[4]，图2的系统也进行了模拟实验验证，填充因子为0.5间隔为0.1mm的锁相激光列阵用氦-氖激光照射光栅透射板产生，其透过率分别为1和0。因此应当使 $\beta=2$，现取 $\frac{\alpha}{\beta}=\frac{1}{2}$，即 $z_T=7.9\,\text{mm}$，在此距离上产生相位为 $-\frac{\pi}{4}$ 和 $+\frac{\pi}{4}$ 的周期变化的连续波前，因此要求相位校正器为 $+\frac{\pi}{4}$ 和 $-\frac{\pi}{4}$ 的相位光栅。实验中相位校正器用光栅拷贝漂白全息照相干板制成。

实验中，当相位校正器的相位差近似为 $\frac{\pi}{2}$(94°)时，零级主瓣对总能量的比为 $\eta\approx 90\%$。图3(*a*)显示了模拟激光列阵的远场衍射图，这里 $\eta\approx40\%$。图3(*b*)为相位补偿后的衍射图，图3(*c*)为相位校正器平移 $\frac{D}{2}$ 时的远场衍射图。由于自成像波面加上补偿相位结果产生相位差为 π 的周期变化波面，零级主瓣被消除，进一步证明了Talbot像和相位校正器确实起了作用。当相位校正器的相位差不等于 $\frac{\pi}{2}$ 时，转换效率降低，实验中当相位差为～65°时，$\eta\approx80\%$。$\frac{\pi}{2}$ 补偿时理论上 $\eta=100\%$。由于漂白全息干板的散射，并由于暗室技术使漂白全息板 $\frac{\pi}{2}$ 相位差不易精确控制，光栅开口非严格1:1，相位板剖面非严格矩形等因素，使实验效率降低，实验中也发现Talbot距离也需精确控制。

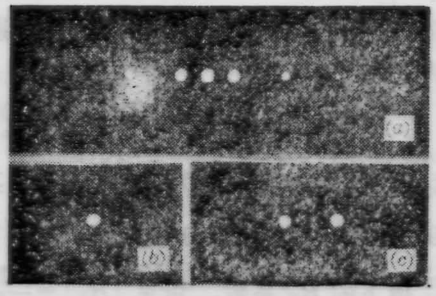

图　3

(*a*) 激光列阵的远场衍射花样

(*b*) 孔径装填后的远场花样

(*c*) 相位校正器平移 $\frac{D}{2}$ 的远场花样

全息干板的光栅相位校正器的相位差，实验中用测量一级衍射对零级衍射的能量比来确定。

作者感谢王之江教授的有益启示。

参　考　文　献

1. D. R. Scifres *et al.*, *Appl Phys. Lett.*, **33**(12), 1015(1978)
2. D. G. Youmans, *Appl. Phys. Lett.*, **44** (4), 365 (1984)
3. L. A. Newman *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **48** (25), 1701 (1986)
4. G. J. Swanson *et al.*, *Opt. Lett.*, **12**(4), 245 (1987)
5. F. Talbot, *Phil. Mag.*, **9**, 401 (1836)
6. J. T. Winthrop and C. R. Worthington, *JOSA*, **55** (4), 373(1965)
7. W. D. Montgoery, *JOSA*, **57** (6), 772(1967)
8. K. Patorski, *Opt. Acta*, **28** (3), 357 (1981)
9. 刘立人,光学学报,**7** (6), 501 (1987)
10. 刘立人,光学学报,**6** (9), 807 (1986)