中国激光
第16卷 第5期

互易式只读光存储器

高文琦 周 进
（南京大学物理系）

A commutative read-only optical storage

Gao Wenqi, Zhou Jin
(Depatment of Physics, Naning University, Nanjing)

提要：本文介绍了一种用计算机产生的特殊空间滤波器——互易式只读光存储器。文中简述了基本原理、存在的问题和改进的办法，最后给出了计算机模拟结果。

关键词：全息，滤波器，存储器

互易式只读光存储器是一种特殊的空间滤波器，可用计算机产生全息图的办法来制作，在相干光光学系统中，可把与之相联系的两幅图像信息互易。1983年，Lohmann等人提出了二种方法[1]，并在计算机上模拟了实验结果。此二种方法在理论上遇到了两幅图像的频谱的振幅和位相无法在一个滤波器上共容的矛盾，故采用了较大的近似，即满足图像的位相条件而弃去或基本弃去振幅信息，其结果噪音大，效果差，不能令人满意。本文简述其基本原理，提出了改进办法，得到了较为精确的滤波器的滤波函数。最后用计算机模拟了结果并与[1]进行了比较。

一、基本原理

设滤波器具有两种功能：

$$\tilde{u}_1(\nu_x,\ \nu_y)\to\boxed{\text{滤波器}}\to\tilde{u}_2(\nu_x,\ \nu_y)$$

$$\tilde{u}_2(\nu_x,\ \nu_y)\to\boxed{\text{滤波器}}\to\tilde{u}_1(\nu_x,\ \nu_y)$$

其中 $\tilde{u}_1(\nu_x,\ \nu_y)$ 和 $\tilde{u}_2(\nu_x,\ \nu_y)$ 分别为二幅二维图像的傅里叶频谱。

若用计算机制作全息图的方法制作此滤波器，所产生的正一级衍射波和负一级衍射波是相互共轭的，故滤波器可以出现两个相互共轭的滤波函数，设其为 $\tilde{P}(\nu_x,\ \nu_y)$ 和 $\tilde{P}^*(\nu_x,\ \nu_y)$。滤波器需要满足条件为

$$\tilde{u}_1(\nu_x,\ \nu_y)\tilde{P}(\nu_x,\ \nu_y)=\tilde{u}_2(\nu_x,\ \nu_y) \tag{1}$$

$$\tilde{u}_2(\nu_x,\ \nu_y)\tilde{P}^*(\nu_x,\ \nu_y)=\tilde{u}_1(\nu_x,\ \nu_y) \tag{2}$$

分离出各函数的振幅和位相

$$\tilde{u}_1(\nu_x,\ \nu_y)=A_1(\nu_x,\ \nu_y)\exp[i\varphi_1(\nu_x,\ \nu_y)] \tag{3}$$

$$\tilde{u}_2(\nu_x,\ \nu_y)=A_2(\nu_x,\ \nu_y)\exp[i\varphi_2(\nu_x,\ \nu_y)] \tag{4}$$

$$\tilde{P}(\nu_x,\ \nu_y)=B(\nu_x,\ \nu_y)\exp[i\beta(\nu_x,\ \nu_y)] \tag{5}$$

将(3)～(5)代入(1)、(2)可得滤波函数位相关系为

$$\beta(\nu_x,\ \nu_y)=\varphi_2(\nu_x,\ \nu_y)-\varphi_1(\nu_x,\ \nu_y)$$

收稿日期：1987年9月28日。

但找不到滤波函数的振幅 $B(\nu_x, \nu_y)$ 能同时满足(1)、(2)两式的条件。

幸好一般图像的信息较多地贮藏在图像频谱的位相之中[2]，因而文献[1]提出了两种近似，其一是纯位相滤波器，即 $B(\nu_x, \nu_y)=1$；其二是根据最小误差理论求出

$$B(\nu_x, \nu_y)=2A_1(\nu_x, \nu_y)A_2(\nu_x, \nu_y)/[A_1^2(\nu_x, \nu_y)+A_2^2(\nu_x, \nu_y)]。$$

这两种办法一般说来效果不理想，甚至使输出图像无法辨认。

二、改进的办法

从基本原理中看到，无法找到一个精确的滤波函数 $\widetilde{P}(\nu_x, \nu_y)$ 实现互易图像信息，其原因是由两幅图像的频谱振幅不同而造成的。能否通过对图像的预处理来改善呢?

众所周知，若在两幅图像函数 $u_1(x, y)$ 和 $u_2(x, y)$ 上加上一位相函数 $\Phi(x, y)$，对只考虑强度的图像是没有影响的。若在 $[0, 2\pi]$ 之间有随机数 $\Phi(x, y)$，各点取值概率 $P_\Phi=$ 常数，作为位相加入到图像函数中，这时

$$u_1'(x, y)=u_1(x, y)\exp[i\Phi(x, y)]$$
$$u_2'(x, y)=u_2(x, y)\exp[i\Phi(x, y)]$$

注意到

$$|u_1'(x, y)|^2=|u_1(x, y)|^2$$
$$|u_2'(x, y)|^2=|u_2(x, y)|^2$$

它们各自的谱为

$$\widetilde{u}_1'(\nu_x, \nu_y)=\iint_{-\infty}^{\infty}u_1(x, y)\exp[i\Phi(x, y)]\times\exp[-i2\pi(\nu_x x+\nu_y y)]\,dx\,dy$$

$$\widetilde{u}_2'(\nu_x, \nu_y)=\iint_{-\infty}^{\infty}u_2(x, y)\exp[i\Phi(x, y)]\times\exp[-i2\pi(\nu_x x+\nu_y y]\,dx\,dy$$

离散后

$$\begin{aligned}\widetilde{u}_1'(\nu_{xm}, \nu_{yn})&=\frac{1}{\sqrt{MN}}\sum_k\sum_l u_1(x_k, y_l)\times\exp(-i\Phi_{kl})\times\exp[-i2\pi(\nu_{xm}x_k+\nu_{yn}y_l)]\\&=A_1'(\nu_{xm}, \nu_{yn})\times\exp[i\varphi_1'(\nu_{xm}\nu_{yn})]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\widetilde{u}_2'(\nu_{xm}, \nu_{yn})&=\frac{1}{\sqrt{MN}}\sum_k\sum_l u_2(x_k, y_l)\times\exp(i\Phi_{kl})\times\exp[-i2\pi(\nu_{xm}x_k+\nu_{yn}y_l)]\\&=A_2'(\nu_{xm}, \nu_{yn})\times\exp[i\varphi_2'(\nu_{xm}, \nu_{yn})]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}I_1(\nu_{xm}, \nu_{yn})&=\widetilde{u}_1'(\nu_{xm}, \nu_{yn})\widetilde{u}_1'^*(\nu_{xm}, \nu_{yn})\\&=\frac{1}{MN}\sum_k\sum_l\sum_g\sum_h u_1(x_k, y_l)\times\exp(i\Phi_{kl})\times\exp[-i2\pi(\nu_{xm}x_k+\nu_{yn}y_l)]\cdot u_1(x_g, y_h)\times\exp(-\Phi_{gh})\times\exp[i2\pi(\nu_{xm}x_g+\nu_{yn}y_h)]\\&=\frac{1}{MN}\sum_{k=g}\sum_{l=h}u_1^2(x_k, y_l)+\frac{1}{MN}\sum_{k\neq g}\sum_{l\neq h}u_1(x_k, y_l)\times u_1(x_g, y_h)\cdot\exp\{i(\Phi_{kl}-\Phi_{gh})+i2\pi[\nu_{xm}(x_g-x_k)+\nu_{yn}(y_h-y_l)]\}\end{aligned}$$

同理

$$\begin{aligned}I_2(\nu_{xm}, \nu_{yn})=&\frac{1}{MN}\sum_{k=g}\sum_{l=h}u_2^2(x_k, y_l)+\frac{1}{MN}\sum_{k\neq g}\sum_{l\neq h}u_2(x_k, y_l)\\&\times u_2(x_g, y_h)\cdot\exp\{i(\Phi_{kl}-\Phi_{gh})+i2\pi[\nu_{xm}(x_g-x_k)+\nu_{yn}(y_h-y_l)]\}\end{aligned}$$

由于 Φ_{kl} 是取样概率密度为常数的随机数，此时在频谱面上的 $I_1(\nu_{xm}, \nu_{yn})$ 和 $I_2(\nu_{xm}, \nu_{yn})$ 呈随机分布[3]，其概率密度为

$$p_I(I)=\begin{cases}\dfrac{1}{2\sigma^2}\exp\left(-\dfrac{I}{2\sigma^2}\right) & I\geqslant 0\\ 0 & \text{其它}\end{cases}$$

这里 σ^2 为谱面上强度的方差。

若在中心频率$(\nu_{xm},\ \nu_{yn})$附近取平均值

$$\bar{I}_1(\nu_{xm},\ \nu_{yn})=\frac{1}{4kl}\sum_{m=m-k}^{m+k}\sum_{n=n-l}^{n+l}\times I_1(\nu_{xm},\ \nu_{yn})$$

当 k、l 较大时

$$\bar{I}_1(\nu_{xm},\ \nu_{yn})=\frac{1}{MN}\sum_k\sum_l u_1^2(x_k,\ y_l)=C_1(\text{常数})$$

即 $\bar{I}_1(\nu_{xm},\ \nu_{yn})$与 ν_{xm}, ν_{yn} 无关，换句话说在频谱面上，各个频率值上(指该频率为中心的一个小范围内)的平均值为常数

同理

$$\bar{I}_2(\nu_{xm},\ \nu_{yn})=\frac{1}{MN}\sum_k\sum_l u_2^2(x_k,\ y_l)=C_2(\text{常数})$$

其振幅
$$\bar{A}'_1(\nu_{xm},\ \nu_{yn})=\sqrt{C_1}$$
$$\bar{A}'_2(\nu_{xm},\ \nu_{yn})=\sqrt{C_2}$$

频谱的位相分别为

$$\operatorname{tg}\varphi'_1(\nu_{xm},\ \nu_{yn})=\frac{\left\{\begin{array}{c}\sum\limits_k\sum\limits_l u_1(x_k,\ y_l)\\ \sin[2\pi(\nu_{xm}x_k\\ +\nu_{yn}y_l)-\Phi_{kl}]\end{array}\right\}}{\left\{\begin{array}{c}\sum\limits_k\sum\limits_l u_1(x_k,\ y_l)\\ \cos[2\pi(\nu_{xm}x_k\\ +\nu_{yn}y_l)-\Phi_{kl}]\end{array}\right\}}$$

$$\operatorname{tg}\varphi'_2(\nu_{xm},\ \nu_{yn})=\frac{\left\{\begin{array}{c}\sum\limits_k\sum\limits_l u_2(x_k,\ y_l)\\ \sin[2\pi(\nu_{xm}x_k\\ +\nu_{yn}y_l)-\Phi_{kl}]\end{array}\right\}}{\left\{\begin{array}{c}\sum\limits_k\sum\limits_l u_2(x_k,\ y_l)\\ \cos[2\pi(\nu_{xm}x_k\\ +\nu_{yn}y_l)-\Phi_{kl}]\end{array}\right\}}$$

从上面推导可知，当图像加入随机位相后频谱分布将是一个随机散斑场，频谱的位相可以在滤波器的滤波函数中精确体现，而振幅则用各点的平均值代替，此值在整个频谱上为同一常数。故所取的滤波函数为

$$B(\nu_x,\ \nu_y)=1$$

$$\beta(\nu_x,\ \nu_y)=\varphi'_2(\nu_x,\ \nu_y)-\varphi'_1(\nu_x,\ \nu_y)$$

当输入为 $\tilde{u}'_1(\nu_x,\ \nu_y)$时，输出的波函数将为 $A'_1(\nu_x,\ \nu_y)\exp[i\varphi_2(\nu_x,\ \nu_y)]$，注意到 $A'_1(\nu_x,\ \nu_y)$和 $A'_2(\nu_x,\ \nu_y)$具有相同的性质，均是在频谱面上各点平均值相同的随机数，相互取代将不会引起大的误差，能得到较好的结果从而达到互易信息的目的。

三、计算机模拟结果

为了验证上述理论，用计算机对实验系统进行了模拟，并同时对文献[1]介绍的二种办法进行模拟和比较。

选取的两幅图像分别为“三毛”字符和“三毛”头像。采样点都为 64×64，如图 1(a)和图 1(e)，黑点处取值 1，其它取 0，并通过计算机产生从 $0\sim 2\pi$ 十个等分的随机数。出现概率相同作为加进原图像各点的随机位相。模拟流程如图 2。

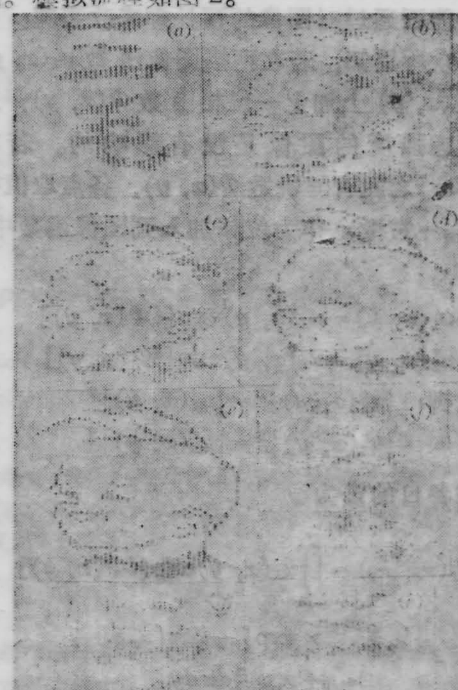

图1 计算机模拟结果

(a)、(e)—输入；(b)、(f)—$B(\nu_x,\ \nu_y)=1$ 输出；(c)、(g)—$B(\nu_x,\ \nu_y)=A_1A_2/(A_1+A_2)$输出；($d$)、($h$)—原图像加入随机位相后 $B(\nu_x,\ \nu_y)=1$

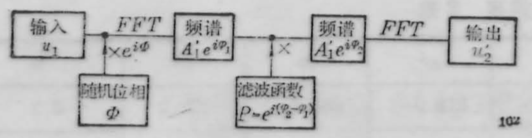

图2　计算机流程图

当"三毛"字符作为系统输入时，图1(*b*)、(*c*)、(*d*)则分别为滤波函数

$$B(\nu_x,\ \nu_y)\exp[i\beta(\nu_x,\ \nu_y)]$$

中 $B(\nu_x,\ \nu_y)=1$,

$$B(\nu_x,\ \nu_y)=A_1(\nu_x,\ \nu_y)\cdot A_2(\nu_x,\ \nu_y)/[A_1^2(\nu_x,\ \nu_y)+A_2^2(\nu_x,\ \nu_y)]$$

和在原图像中加入随机位相后取

$$B(\nu_x,\ \nu_y)=1$$

所对应的输出图像，这些图像经过了加阈值处理

即 $$u(m,\ n)=\begin{cases}1 & u_2'(m,\ n)>0.7\\ 0 & u_2'(m,\ n)\leqslant 0.7\end{cases}$$

当"三毛"头像作为输入时，对应的输出图像分别为图1(*f*)、(*g*)、(*h*)。

从模拟结果看，改进后的输出图像图1(*d*)、(*h*)质量明显优于其它两种近似办法。

这种互易式只读光存贮器可用于文字互译、图像注释等，由于改进后图像中加进了随机位相处理，在保密方面具有应用前景，随着实验技术的进步，有可能进入光学计算机领域。

参　考　文　献

1　A. W. Lohmann and Thum, *Opt. Commun.*, **46**(2), 74(1983)

2　A. V. Oppenheim and J. S. Lim, *Proc IEEE*, **69**, 529(1981)

3　J. C. 丹蒂，激光斑纹及有关现象(科学出版社，1981)，p. 14

(上接第287页)

谱线线型的确定便有了误差的因素。我们在处理过程中，仍假定谱线为洛仑兹线型。2)在我们的实验中，激光功率比较高，背底的连续X射线比较强。这种噪声叠加在我们所需的信号中，也将使信号线型发生改变，影响到数据处理的精度。在实验编号为193# 的底片中，背景X光强度平均为 7×10^6 光子/cm^2，已在计算中扣除了这一影响。

四、结果与分析

图3(*a*)是等离子体在光轴 AB 方向上电子温度和密度分布。从中可以看到，在微管内等离子体电子温度分布比较均匀，480～550 eV，这表明入射激光对主微管内壁加热比较均匀。而往管外自由空间膨胀的等离子体，其电子温度迅速降低，与平面靶的结果相符。

有意思的是，从微管管口往内延伸，等离子体的电子密度逐渐升高，充分体现了微管靶结构对等离子体的束缚作用。入射激光同时加热主微管内壁，产生高温高密度等离子体，然后就往侧向开口喷射。由于靠近管口的等离子体也往管外自由空间膨胀，使得管口处的等离子体的电子密度低于管内深处。

后向晶体谱仪的数据图3(*b*)表明，在整个侧向开口区内，等离子体的电子密度分布比较均匀，保持在～$10^{20}\,cm^{-3}$ 水平上。电子温度分布趋势也是沿开口往外缓慢降温的。

本文作者感谢郑玉霞、王关志、程瑞华、毕无忌、林康春、何兴法等同志，以及六路实验室的全体工作人员对本工作的支持。对于与张正泉、范品忠的有益讨论，作者也一并致谢。

参　考　文　献

1　F. V. Bunkin *et al.*, *Sov. J. Quant. Electr.*, 11, 981 (1981)

2　P. L. Hagelstein, *Plasma Phys.*, **25**, 1345 (1983)

3　谭维翰 *et al.*, 物理学报, **37**, 989(1988)

4　A. V. Vinogradov *et al.*, *Sov. J. Quant. Electr.*, **5**, 630(1975)

5　范品忠，毛楚生，光学学报，**4**, 956(1984)