

制作全息平面衍射光栅的两种光路

徐 敏 江铁良
(北京工业大学)

郭厚林 张桂林
(北京光学仪器厂)

摘 要

本文介绍了制作全息平面光栅的两种干涉仪系统。所得到的光栅分别用于不同的分光仪器中。

Two Different Optical Arrangement for Making Plane Holographic Diffraction Grating

Xu min JiangTie-liang Guo Hou-lin Zhang Gui-liang

Abstract

In this paper, two different interference systems for making plane holographic gratings are presented. The gratings obtained can be used in various types of spectroscopes.

全息法制作衍射光栅，实际上是记录两束相干波前的干涉场。光栅的波前象差决定于干涉场的精度，也就是决定于干涉仪系统的精度^[1]。理想的平面波前，几乎是得不到的。因此，波前象差总是存在的。若两束相干波前越是近似于平面波前，则全息平面光栅的衍射波前象差越小。

光栅作为一种色散元件，可用于各种分光仪器中。不同的分光仪器对光栅的衍射波前象差要求也不尽相同。

本文主要介绍用 CR—18 型氩离子激光器和 AZ—1350J 光致抗蚀剂、不同的干涉仪系统制作槽密度为 2400 条/毫米的全息平面衍射光栅。所得结果分述如下。

本文收于 1980 年 8 月 20 日

一、“分波前”干涉仪系统

该系统的光路安排，如图一所示。

系统中所用的光学元件与文献^[2]基本相同。用该系统制作出的刻划面积为 $80 \times 40 \text{mm}^2$ 、槽密度为2400条/毫米的全息平面光栅，经泰曼—格林干涉仪检验，其一级衍射波阵面的干涉图样如图二所示。

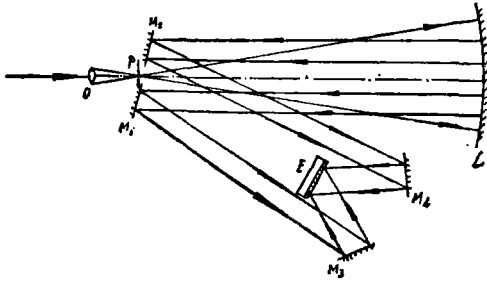


图1 “分波前”干涉仪系统

图中： O —汇聚透镜； P —空间滤波器； L —抛物面镜； M_1 、 M_2 、 M_3 、 M_4 —平面反射镜； E —涂有光敏层的光栅基底。

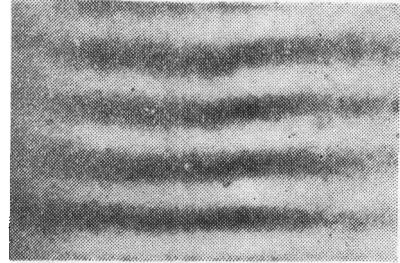


图2 “分波前”干涉仪系统制作

的全息平面光栅的一级衍射波阵面的干涉图样

$$\text{波前象差} \sim \frac{\lambda}{6}$$

二、“分振幅”干涉仪系统

1. 该系统采用两个准直光管，其通光口径 $D=150 \text{mm}$ ， $D/f=1/4$ ，光学质量为 $\lambda/4$ ，针孔滤波器的小孔直径 $d=8 \mu$ 。系统的光路安排，如图三所示。

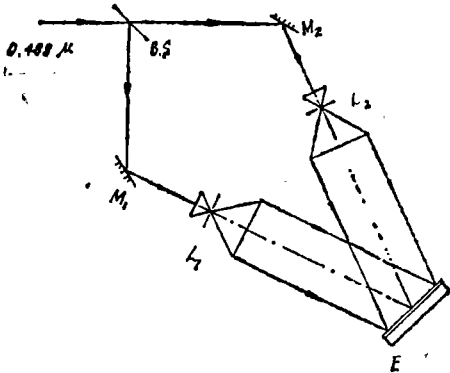


图3 “分振幅”干涉仪系统

图中： $B.S.$ —分束器； M_1 、 M_2 —平面反射镜； L_1 、 L_2 —两个参数相同的准直光管； E —涂有光敏层的光栅基底。

2. 我们的这个干涉仪所产生的干涉波前，与上一个干涉仪相比，偏离平面波前较大。因此，这个干涉仪系统可视为两个有限远的相干点源所产生的球面波的干涉场。将这样一个干涉场记录在薄层的 $AZ-1350J$ 光致抗蚀剂上，经适当地曝光、处理后，即得到一个菲涅尔光栅，或称全息透镜，所记录的干涉条纹通常为二次曲线，它兼有分光和成象的特性。

如图四所示，全息图平面置于 $Z=0$ 处。 Z 轴与全息图平面垂直，两相干点源 $O(x_0, y_0, z_0)$ 、 $R(x_R, y_R, z_R)$ 均位于全息图平面的左边。光线自左向右传播。在全息图平面上任一点 $Q(x, y, 0)$ ，光波的位相用

相对于坐标原点 O 的光波的位相差表示。则，物光波为

$$O(x, y) = O_0(x, y) \exp[i\varphi_0(x, y)]$$

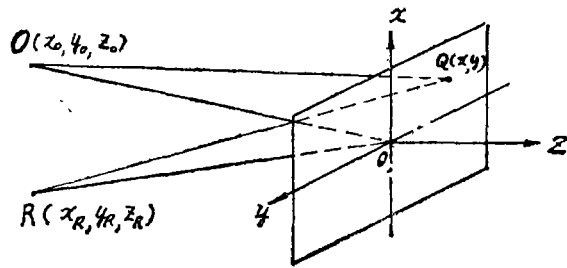


图4 菲涅尔光栅的记录

式中

$$\begin{aligned} \varphi_0(x, y) &= -\frac{2\pi}{\lambda} (\overline{OQ} - \overline{OO}) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{1}{2Z_0} (x^2 + y^2 - 2xx_0 - 2yy_0) \right] \quad [8] \end{aligned}$$

同理，在全息图平面上的 $Q(x, y)$ 点，参考波为

$$R(x, y) = R_0(x, y) \exp[i\varphi_R(x, y)]$$

式中

$$\varphi_R(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{1}{2Z_R} (x^2 + y^2 - 2xx_R - 2yy_R) \right]$$

以上均假设 $Z_0^2 > x_0^2, y_0^2$ 和 $Z_R^2 > x_R^2, y_R^2$ ，此时可取一级近似。实际情况是符合这一近似的。在 Q 点，物光波和参考光波的位相差 $\Delta\varphi$ 为

$$\begin{aligned} \Delta\varphi = \varphi_0 - \varphi_R &= \frac{2\pi}{\lambda} \left[(x^2 + y^2) \left(\frac{1}{2Z_0} - \frac{1}{2Z_R} \right) \right. \\ &\quad \left. - x \left(\frac{x_0}{Z_0} - \frac{x_R}{Z_R} \right) - y \left(\frac{y_0}{Z_0} - \frac{y_R}{Z_R} \right) \right] \end{aligned}$$

若令

$$\Delta l \equiv (x^2 + y^2) \left(\frac{1}{2Z_0} - \frac{1}{2Z_R} \right) - x \left(\frac{x_0}{Z_0} - \frac{x_R}{Z_R} \right) - y \left(\frac{y_0}{Z_0} - \frac{y_R}{Z_R} \right)$$

则 $\Delta\varphi$ 可表为

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l$$

当 $\Delta l = m\lambda$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 与此对应的是干涉的极大值。其轨迹是一些同心圆。园条纹曲率中心的坐标 (x', y') 为

$$x' = \frac{Z_R x_0 - Z_0 x_R}{Z_R - Z_0}, \quad y' = \frac{Z_R y_0 - Z_0 y_R}{Z_R - Z_0}$$

条纹的曲率半径 ρ ，由下式确定。

$$\rho^2 = \left(\frac{Z_R x_0 - Z_0 x_R}{Z_R - Z_0} \right)^2 + \left(\frac{Z_R y_0 - Z_0 y_R}{Z_R - Z_0} \right)^2 + \frac{2m\lambda Z_0 Z_R}{Z_R - Z_0}$$

条纹的空间频率 ν 为

$$\nu(\rho) = \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{\Delta l}{\lambda} \right)$$

空间频率分量分别为

$$\xi = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\Delta l}{\lambda} \right) = \frac{1}{\lambda} \left[x \left(\frac{1}{Z_0} - \frac{1}{Z_R} \right) - \left(\frac{x_0}{Z_0} - \frac{x_R}{Z_R} \right) \right]$$

$$\eta = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\Delta l}{\lambda} \right) = \frac{1}{\lambda} \left[y \left(\frac{1}{Z_0} - \frac{1}{Z_R} \right) - \left(\frac{y_0}{Z_0} - \frac{y_R}{Z_R} \right) \right]$$

在我们安排的光路里，让两个相干的点源均位于 yOZ 平面内，即 $x_0 = x_R = 0$ ，并且，使 $y_0 = -y_R$ ，此时

$$x' = 0, \quad y' = \frac{y_0(Z_R + Z_0)}{Z_R - Z_0}$$

$$\xi = \frac{x}{\lambda f}, \quad \eta = \frac{y}{\lambda f} + \frac{y_R}{\lambda} \left(\frac{1}{Z_0} + \frac{1}{Z_R} \right)$$

式中， f 为菲涅尔光栅的焦距。它满足

$$\frac{1}{Z_0} - \frac{1}{Z_R} = \frac{1}{f}$$

我们制作的菲涅尔光栅，其焦距 f 约 150 米。

3. 由于 TEM_{00} 模的激光束强度分布为高斯型，故在整个干涉平面上光强分布是不均匀的。从而对光敏介质的刻蚀深度也是不均匀的。在“分波前”系统里，可以用损失光能量的办法来改善光强的均匀性；而在“分振幅”系统里，不均匀性显得尤为突出，干涉平面中央部分的光敏介质的刻蚀深度大于边缘部分。若能使干涉平面边缘处的刻蚀深度达到中心处的程度，则光栅的衍射效率将会提高。改善光束均匀性的根本方法是在光路中插入“反高斯分布”的滤光片^[1]。

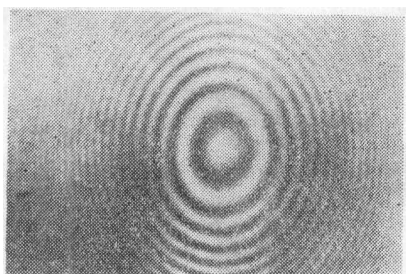


图5 “分振幅”系统制作的全息平面光栅的一级衍射波阵面的干涉图样

4. 用这个干涉仪制作全息平面光栅，光路灵活，易于做到光路对称。我们用该系统制作的槽密度为 2400 条/毫米、刻划面积为 $80 \times 40 \text{mm}^2$ 的全息平面光栅，其衍射波阵面的干涉图样如图五所示。

三、初步结论

两种系统制作的全息平面光栅，除衍射波阵面有明显差别外，其衍射效率基本相同。测试数据见表一。

从目前已达到的全息平面光栅的性能指标来说，“分波前”系统制作的光栅，完全可用于光栅摄谱仪中作为色散元件；而“分振幅”系统制作的光栅，完全可用于原子吸收分光光

表一 全息平面光栅的衍射效率

衍射效率 波长(\AA)	“分波前”系统 光栅号80427—1	“分振幅”系统 光栅号 80431
5461	38%	50%
4358	46%	43%
3650	49%	30%
3132	38%	34%
2537	26%	27%

度计、平面光栅单色仪等分光仪器中。

改变两相干点源到全息图平面的相对位置，所得到的菲涅尔光栅，作为一个全息光学元件，它具有广泛的使用价值。

参 考 文 献

- [1] G. Schmahl, D. Rudolph, Progress in Optics XIV, pp197—244.
- [2] 徐敏、郑基立、郭厚林, 全息法制作光谱学衍射光栅, 北京工业大学学报, No. 1, 1980, p63.
- [3] Robert J. Collier, Christoph B. Burckhardt, Lawrence H. Lin, Optical Holography, ch III.