

消象差超环面全息光栅的设计和制作

庄 夔 李永贵 胡 宁

摘要: 利用我们的计算方法确定记录参数, 制作了消象差超环面全息光栅, 并给出了实验结果。

一、前 言

超环面全息光栅是在超环面(亦称轮胎面)毛坯上, 用全息的方法, 制作的一种分光元件。这种特殊面形的凹面光栅, 兼有准光、聚焦的性能, 所以用这种光栅制成的单色仪, 能减少光能量的损失。

超环面全息光栅、IV型全息凹面光栅和不等距曲线形刻划凹面光栅, 相辅相成, 各有特点, 使得凹面光栅单色仪和分光仪的应用, 更加广泛。超环面全息光栅比起普通凹球面光栅, 多了一个变量 ρ (短半径), 有利于在一定光谱波段内消象差, 它也具有散射光小, 无鬼线、使用波段宽、象差小、制造周期短等优点。它是近年来国际上的光栅新品种之一, 多用于真空紫外单色仪、掠入射单色仪和湍谷——波冈型单色仪上。随着凹面光栅理论和全息光栅技术的逐步完善和发展, 超环面全息光栅将在国民经济中得到广泛的应用。

制作超环面全息光栅, 也和其他凹面光栅一样^[1], 需要解决两个关键问题。关键之一是消象差问题, 包括凹面光栅的理论、消象差的计算、光栅的实际使用效果及评价等, 以便满足使用所要求的优良谱线、分辨本领等; 关键之二是工艺技术问题, 包括精良的工艺装备(光源等)、合理的流程和操作技术规范、完善的监测技术和光栅性能的检验技术等, 以便满足使用所要求的表面质量、光强度、散射光等。除此之外, 还需解决超环面毛坯的制造工艺和检验问题。本文着重讨论前两个问题。

二、超环面全息光栅的消象差

超环面全息光栅的仪器结构参数($r_A, r_B, \rho, \alpha, \beta$)和干涉仪中记录点C、D的位置, 需按照凹面光栅理论计算确定, 使所拍照的全息光栅, 在使用波段内谱线质量好, 象差小, 离焦量适宜。

了解仪器结构参数、记录参数(r_C, r_D, γ, δ)与要制作的光栅的聚焦性质之间的关系, 是非常重要的。参看图1, 它表示光栅毛坯和记录的几何图形之间的相互关系。我们规定直角坐标系, 它的原点在超环面光栅的顶点O处; 令X轴是O点的光栅法线; 光栅长半径为R, 在XY平面上其圆心在X轴上; 光栅短半径为 ρ 在YZ平面上; 因此, 该光栅的超环面表面可由下式表示:

$$\xi^2 + \omega^2 + l^2 = 2R\xi - 2R(R - \rho) + 2(R - \rho)\sqrt{(R - \xi)^2 + \omega^2} \quad (1)$$

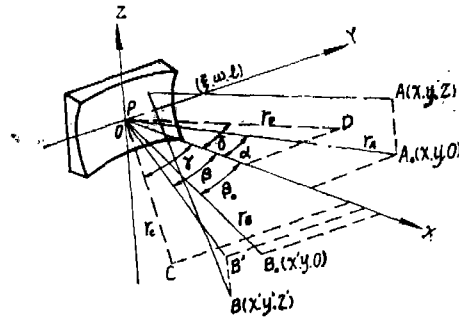


图 1

式中 (ξ, ω, l) 是在光栅表面上一点 P 的坐标。则 P 点的 X 座标为:

$$\xi = \frac{\omega^2}{2R} + \frac{l^2}{2\rho} + \frac{\omega^4}{8R^3} + \frac{\omega^2 l^2}{4R^2 \rho} + O\left(\frac{\omega^6}{R^5}\right) \quad (2)$$

设记录的点光源 $C(x_c, y_c, 0)$ 和 $D(x_d, y_d, 0)$ 在 XY 平面上,且 CP, DP 的光程差与 CO, DO 的光程差之差为激光波长 λ_0 的整数倍,令光栅第零条线槽通过 O 点,而 P 点在光栅的第 n 条线槽上,因而第 n 条线槽满足下列方程:

$$n\lambda_0 = [CP - DP] - [CO - DO]$$

$$\text{即} \quad n = \frac{1}{\lambda_0} [(CP - DP) - (CO - DO)] \quad (3)$$

式中 n 为线槽序数。

对于光线 APB 的光程函数为:

$$F = AP + PB + nm\lambda \quad (4)$$

式中 λ ——仪器使用的波长

m ——衍射级次

AP ——入射线

PB ——衍射线

$A(x, y, z), B(x', y', z')$ 分别为入射狭缝及衍射射线上的一点,将(2)(3)式代入(4)式并展开成幂级数,光线 APB 的光程函数为^{[2],[3]}:

$$F = F_{000} + \omega F_{100} + l_z F_{011} + \frac{1}{2} \omega^2 F_{200} + \frac{1}{2} l_z^2 F_{020} + \frac{1}{2} \omega^3 F_{300} \\ + \frac{1}{2} \omega l_z^2 F_{120} + \omega l_z F_{111} + \frac{1}{8} \omega^4 F_{400} + \frac{1}{8} l_z^4 F_{040} + \frac{1}{4} \omega^2 l_z^2 F_{220} + \dots \quad (5)$$

$$\text{其中: } F_{ijk} = M_{ijk} + \left(\frac{m\lambda}{\lambda_0}\right) H_{ijk} \quad (6)$$

式中 i, j, k 为 $\omega^i l^j z^k$ 的指数。

根据费马原理,当 $\frac{\partial F}{\partial \omega} = 0$ 及 $\frac{\partial F}{\partial l} = 0$ 时,象差为零。我们可用光程函数的相应项的系数,

来代表象差系数,使主要的几项等于零或最小值, $\frac{\partial F}{\partial \omega}$ 和 $\frac{\partial F}{\partial l}$ 就接近于零,则近似地符

合费马原理,象差总和只要小于瑞利判据 $(\lambda/4)$,则认为是可用的消象差凹面光栅。

方程式(5)中, $F_{100} = 0$ 为光栅方程式, F_{200} 为离焦项, F_{020} 为象散项, F_{300} 、 F_{120} 为彗差项, F_{400} 、 F_{220} 、 F_{040} 为球差项。其中:

$$F_{200} = \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r_A} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{\cos^2 \beta}{r_B} - \frac{\cos \beta}{R} \right) + \frac{m\lambda}{\lambda_0} \left(\frac{\cos^2 \gamma}{r_c} - \frac{\cos \gamma}{R} - \frac{\cos^2 \delta}{r_d} + \frac{\cos \delta}{R} \right)$$

$$F_{020} = \left(\frac{1}{r_A} - \frac{\cos \alpha}{\rho} + \frac{1}{r_B} - \frac{\cos \beta}{\rho} \right) + \frac{m\lambda}{\lambda_0} \left(\frac{1}{r_c} - \frac{\cos \gamma}{\rho} - \frac{1}{r_d} + \frac{\cos \delta}{\rho} \right)$$

$$F_{300} = \frac{\sin \alpha}{r_A} \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r_A} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \frac{\sin \beta}{r_B} \left(\frac{\cos^2 \beta}{r_B} - \frac{\cos \beta}{R} \right) + \frac{m\lambda}{\lambda_0} \left[\frac{\sin \gamma}{r_c} \left(\frac{\cos^2 \gamma}{r_c} - \frac{\cos \gamma}{R} \right) - \frac{\sin \delta}{r_d} \left(\frac{\cos^2 \delta}{r_d} - \frac{\cos \delta}{R} \right) \right]$$

$$F_{120} = \frac{\sin \alpha}{r_A} \left(\frac{1}{r_A} - \frac{\cos \alpha}{\rho} \right) + \frac{\sin \beta}{r_B} \left(\frac{1}{r_B} - \frac{\cos \beta}{\rho} \right) + \frac{m\lambda}{\lambda_0} \left[\frac{\sin \gamma}{r_c} \left(\frac{1}{r_c} - \frac{\cos \gamma}{\rho} \right) - \frac{\sin \delta}{r_d} \left(\frac{1}{r_d} - \frac{\cos \delta}{\rho} \right) \right]$$

式中 r_A 及 r_B 为 A_0O 及 B_0O 的长度, r_c 及 r_d 为 CO 及 DO 的长度, α 为入射角, β 为衍射角, γ 及 δ 为 CO 及 DO 与 X 轴的夹角。

一般在预定的波长范围内 ($\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2$), 可以通过选择全息光栅的记录参数和 ρ , 使象差得到较小值。Lepère 是在至少两个波长上使 F^*_{200} 为零, 在一个波长上使 F^*_{020} 和 F^*_{300} 为零^[4], 在瀨谷——波冈单色仪中, 波冈武等则是通过 $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [F^*_{i,j}]^2 d\lambda$ 为极小值 (此时 $i+j=2, 3$ 和 $K=0$), 使得 F^*_{200} 、 F^*_{020} 、 F^*_{300} 和 F^*_{120} 在预定的波长范围内为最小值。

我们则是在中心波长 λ_3 和两端波长上使 M^*_{200} 为零, 在终端波长上使 F^*_{020} 、 F^*_{120} 、 F^*_{200} 、 F^*_{300} 为零, 这样就能使象差得到较小值。也就相当于把影响某参数的主要因素列出方程式进行计算, 那就近似地满足了费马原理。用这种方法可简化计算, 所得结果仍是好的^[5]。

三、计算举例

以我们制作的超环面全息光栅为例, 它可用于瀨谷——波冈单色仪, 见图 2。

已知罗兰圆直径为 150mm, 即光栅毛坯较大的一个主曲率半径 R 为 150mm, $\sigma_0 = 1/1200$, $m = -1$, $\lambda_0 = 457.93\text{nm}$, 使用波段 ($\lambda_1 \sim \lambda_2$) 为 380nm~850nm。

$$\begin{cases} r_A \text{ 及 } r_B = \text{常数} & 2C = \alpha - \beta_0 = \text{常数} \\ \alpha = C + \theta & \beta = \theta - C & \lambda = \frac{2\sigma_0}{m} \cos C \sin \theta \end{cases} \quad (7)$$

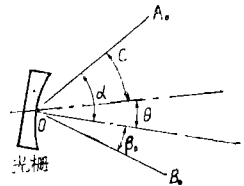


图 2

最后一式为光栅方程式。

式中 $2C$ 为 A_0OB_0 角; θ 为从 $2C$ 角的平分线量取的光栅旋转角, 符号与光谱级次 m 同。

1. 确定参数 C

解联立方程式:

$$M^*_{200}(\lambda_1) = 0; \quad M^*_{200}(\lambda_2) = 0; \quad M^*_{200}(\lambda_3) = 0 \quad (8)$$

即:

$$\frac{R}{r_B} = \left(\frac{\cos\alpha_1 + \cos\beta_1}{\cos^2\alpha_1} - \frac{\cos\alpha_3 + \cos\beta_3}{\cos^2\alpha_3} \right) / \left(\frac{\cos^2\beta_1}{\cos^2\alpha_1} - \frac{\cos^2\beta_3}{\cos^2\alpha_3} \right) \quad (9)$$

$$\frac{R}{r_A} = \frac{\cos\alpha_1 + \cos\beta_1}{\cos^2\alpha_1} - \left(\frac{R}{r_B} \right) \cdot \frac{\cos^2\beta_1}{\cos^2\alpha_1} \quad (10)$$

并使

$$\left(\frac{R}{r_A} \right) \cdot \cos^2\alpha_2 - \cos\alpha_2 + \left(\frac{R}{r_B} \right) \cdot \cos^2\beta_2 - \cos\beta_2 = \text{极小值} \quad (11)$$

这样就能使离焦量在使用波段范围内趋于极小值, 用迭代法或弦位法解出 C 和 r_A 、 r_B 的近似值为:

$$C = 34.200198^\circ \quad r_A = 125.14488 \quad r_B = 123.18333$$

2. 确定参数 ρ ^[5]

$$\frac{1}{\rho} = \left(\frac{1}{r_A} + \frac{1}{r_B} \right) \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right) / \left(\cos\alpha_1 + \cos\beta_1 - \frac{\lambda_1 \cos\alpha_2}{\lambda_2} - \frac{\lambda_1 \cos\beta_2}{\lambda_2} \right) \quad (12)$$

解出后选用 $\rho = 120\text{mm}$ 。

3. 确定记录参数

对于消象散和彗差型, 解下列方程式:

$$\left. \begin{aligned} \sin\delta - \sin\gamma &= \lambda_0/\sigma_0 & F^*_{020}(\lambda_2) &= 0 \\ F^*_{120}(\lambda_2) &= 0 & F^*_{200}(\lambda_2) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

我们用大型电子计算机算出这种光栅的记录参数为:

$$\left. \begin{aligned} r_\sigma &= 140.83515 & r_\rho &= 248.81811 \\ \gamma &= 16.6^\circ & \delta &= 56.637119 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

这台瀨谷——波冈单色仪的仪器结构参数为:

$$\left. \begin{aligned} r_A &= 125.14488\text{mm} & r_B &= 123.18333\text{mm} \\ R &= 150\text{mm} & \rho &= 120\text{mm} \\ C &= 34.200198^\circ & 2C &= 68.400396^\circ \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

也可按文章[3]、[4]中的方法计算参数。

四、超环面全息光栅的工艺技术

制造超环面全息光栅的装置, 参看图3及图4。干涉仪由光源1氩离子激光器、2分光板、3反射镜、4扩束透镜、5空间滤波器、6光栅毛坯所组成。该干涉仪置于隔振平台的铸铁底座上, 隔振平台下垫塑料海绵和软弹簧, 并加盖防尘罩。干涉仪的光学元件(分光板和扩束透镜等)的光学质量较好, 材料为熔石英, 它对激光的短波长光线有较高的透过率, 有利于光栅的制造。扩束透镜是短焦距的单透镜, 中心象质较好。分光板镀介质膜, 要求在

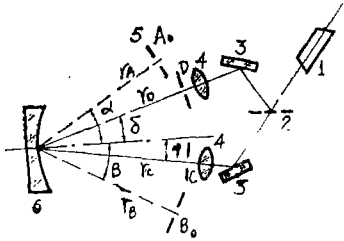


图 3



图 4

使用时,反射光束与透射光束的光强基本相等,有利于干涉条纹对比度的提高。光源用美国相干辐射公司的CR—18氩离子激光器,TEM₀₀输出,垂直偏振,额定总功率为18W,实际可达23W,457.93nm单谱线功率为0.7W,该激光器质量优良,稳定可靠。

制作全息光栅的工艺流程如下:

毛坯清洗→涂胶→前烘→曝光→显影→后烘→初检→镀铝→检验

涂胶采用甩胶法,甩胶机是型号为YT-CJ-3A的超净工作台,光刻胶用AZ1350J,胶层厚度依靠改变旋转速度来控制,约需4000 rpm。前烘,60℃,15分钟。曝光用457.93nm谱线,时间约2分钟。显影液采用千分之四的氢氧化钠溶液,显影时间约45秒钟。显影后用去离子水冲洗,在甩胶机上甩干。后烘80℃~100℃,20分钟。以上这些工艺过程步骤较多,如稍有疏忽,极易出现次品,故需极其认真仔细。

结合以往的经验,我们着重讨论以下三个问题:

1. 注意全息光栅的表面质量

影响表面质量的因素较多,其中整个过程的清洁问题特别需要注意,包括:毛坯,干涉仪的光学元件,以及涂胶、曝光的环境。毛坯上粘上灰尘,则形成麻点。光学系统上有灰尘,将造成扩大的衍射散斑。为了提高光栅的表面质量,应在超净工作台中甩胶,并迅速装于玻璃皿中;光学系统置于防尘罩内,并随时擦净各光学元件。

2. 提高光栅的光强度

非闪耀全息光栅的槽形,一般为近似的正弦形,要得到较高的光强度,就需要控制它的槽深与槽宽之比,如果匹配得适宜,将在一定波段内有高峰,其集光效率可高达35~45%。为了能形成所需的深槽,高功率的单谱线、好的干涉条纹对比度、适当的胶层厚度、足够的曝光时间和显影时间,都是必要的。CR-18能满意地给出高质量高功率的单谱线,胶层厚度需大于槽深,即 $H > h$ 或 $H > (0.4 \sim 1)d$ 。

这些都将影响光栅的光强度大小。

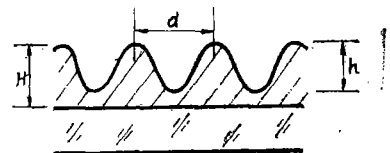


图 5

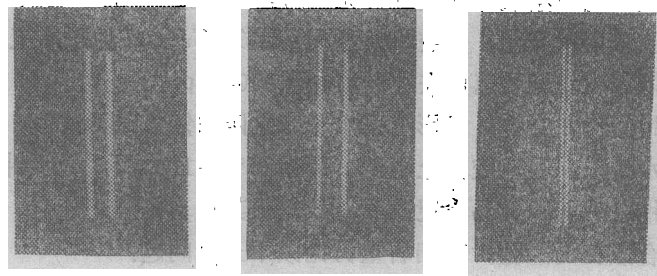
3. 降低光栅的散射光

胶膜上的尘粒，空间滤波器直径的大小和质量，制作装置的杂光，多余反射面所形成的多余干涉条纹，这些都将影响光栅的散射光。挡去杂光、采用楔形分光板去除多余干涉条纹等，将使光栅形成平滑均匀的槽形表面，因而可以降低散射光，提高光栅质量。

总之，要得到优质的超环面全息光栅，需要有效的消象差方法，优质的激光器和干涉仪等工艺装备，还必须研究这些最基础的全息光栅技术问题，研究这些影响全息光栅性能的重要因素。

五、研 制 结 果

按上述参数排布的干涉仪制作出来的消象差超环面全息光栅，其面积为 $42 \times 42 \text{mm}^2$ ，长半径为 150mm ，线密度为 1200槽/mm ，使用波段为 $380 \text{nm} \sim 850 \text{nm}$ 。它的谱线质量良好，谱线轮廓整齐，边缘无卫线等干扰线；图7所示为该光栅的 576.9nm ， 589.6nm 各谱线的照片，它是安装在试验性的瀨谷——波冈型单色仪上，在出射狭缝的位置上，放置一台30倍读数显微镜，进行拍照，拍照时入缝宽度为 0.05mm 及 0.1mm ，高度为 8mm 。



谱线波长(nm)	576.9	576.9	589.0
入缝宽度(mm)	579.0	579.0	589.6
	0.1	0.05	0.05

图6

从图6看出，消象差超环面全息光栅的I级钠双线 589.6nm ，明显分开，说明光栅的分辨能力 $\Delta\lambda < 0.6 \text{nm}$ 。这些谱线的彗差较小，象散明显减小（约为全息凹球面光栅的1/2），有利于光强度的提高。 632.8nm 处集光效率为32%。因此，光栅的质量是优良的，能使用于瀨谷——波冈单色仪上。

感谢我所计算中心于维洲、王柏忠、赵桂英等同志的帮助。

今后仍需在消象差方法的研究、光强度的提高、性能检测设备的补充和完善等方面作努力，继续提高和完善超环面全息光栅的制备技术，并推广其应用。

参 考 文 献

- [1] 庄夔、刘桂琴、李永贵；全息光栅的制作，《仪器制造》，1981年6期。

- [2] H.Noda et al.; *J.O.S.A.*, 1974, 64, No.8, 1043.
- [3] 増田文男、野田英行、波岡武; 《分光研究》, 1978, 27, No.3, 211.
- [4] D.Lepère, *Nouv.Rev.Optique*, 1975, 6, 173.
- [5] 庄夔; 超环面全息光栅记录参数的选取, 《光学学报》, 1983, 3, No.2.

Design and Production of Aberration-Reduced Toroidal Holographic Gratings

Zhuang Kui Li Yonggui Hu Ning

Abstract

Determined the proper recording parameters with our calculation method and produced an aberration-reduced toroidal holographic grating. Experimental results of the toroidal holographic grating was presented.