

# 全息凹面光栅\*

姜亚光 宋从龙

(江苏师范学院)

## 一、机械刻划光栅与全息记录光栅

机械刻划光栅已有 150 年以上的历史,它是用金刚刀在镀金属膜的玻璃基片上刻划出一系列平行而等间距的槽线,由于机械的周期性误差和不规则震动带来了罗兰鬼线和赖曼鬼线,虽经激光干涉控制槽距,鬼线可压缩至  $10^{-4}$ — $10^{-6}$  数量级,但杂散光仍相当可观,加以工艺条件十分苛刻,生产效率低,以致光栅生产数量和质量不能满足需要。自激光出现后,法国首先用激光干涉条纹记录在感光材料上来获得全息光栅,70 年代已在国际市场上与刻划光栅竞争,其优点是

1. 没有鬼线,因为决定光栅槽距的激光波长在一定条件下是严格相等的;
2. 杂散光极小,因而有良好的信噪比;
3. 刻槽密度高,刻划光栅目今国际水平是 3600 条/毫米,而全息光栅已能达到 6000 条/毫米;
4. 全息术尤其在凹面光栅制作上可发挥其特长,可以制作消象差、高分辨率、大光通量的各种类型的凹面光栅供特殊用途,在此领域中刻划光栅无法替代它。

制造全息光栅的过程是把感光物质涂布在光栅基片上,在激光产生的稳定干涉场中进行曝光,然后经过处理,得到一片浮雕型的全息图,最后在上面真空镀上一层金属反射膜,成为一块反射光栅。工艺流程的劳动量与制造一块复制光栅相当。

## 二、I 型全息凹面光栅

光栅的光学成象性质决定于光栅槽线的分布,I 型全息凹面光栅的槽线分布与刻划凹面光栅完全相同,刻划光栅由于丝杆驱动金刚刀的进程是等间距的,因而凹面光栅上的槽线是沿凹面光栅的弦均匀分割,而沿凹面光栅的弧面却是不等距分割(见图 1)。用全息术得到这样等弦分割的槽线,只要用两束平行光相干,把凹面的感光基片放在平行光干涉场中,即成 I 型凹面光栅(见图 2)。如果把平面的感光



图 1 I 型凹面光栅的槽线等弦分割

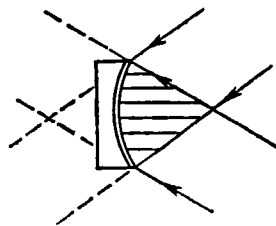


图 2 把凹面感光基片放在平行光干涉场中

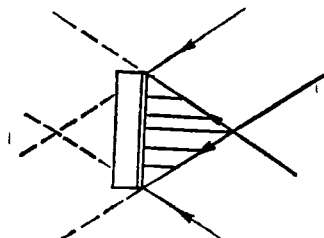


图 3 把平面感光基片放在平行光干涉场中

\* 1978 年 8 月 21 日收到。

基片放在同样的干涉场中曝光，即成平面全息光栅（见图3）。I型凹面光栅的象差与刻划凹面光栅象差完全相同，它们都有严重的象散和彗差，为克服这些缺点，研制了II型和III型凹面光栅。为了说明这种改进的基本原理，需要对I型全息凹面光栅的象差作一简单分析。

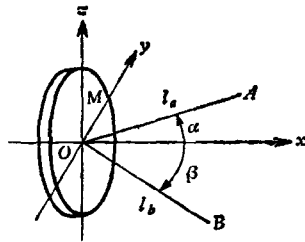


图4 刻划光栅坐标和参数

计算刻划光栅的光谱线位置和象差的坐标和参数如图4所示。坐标原点设在凹光栅凹面中心，光栅刻线平行于z轴，x轴与光栅凹面中心的法线重合。A点为物点（狭缝），B点为象点（光谱线）。为使叙述简化起见，都设它们在xy平面内，A点坐标用 $(l_a, \alpha)$ 表示，B点坐标用 $(l_b, \beta)$ 表示。现在观察光栅表面上的一流动点M，按照费马原理，若从A点经M点到B点是实际光线所取的路径，则光程AM + BM对M的偏导数为极值。同时考虑到从O点到M点要越过n条刻槽，每越过一条刻槽光程改变 $k\lambda$ （k为光谱级数），因此有这样的式子

$MA + MB = OA + OB + kn\lambda + \Delta(M)$ , (1)  
式中 $\Delta(M)$ 表示与M有关的象差量，当 $\Delta(M) = 0$ ，成像是理想的。今把 $M(X, Y, Z)A(l_a, \alpha)B(l_b, \beta)$ 代入(1)式，根据几何关系展开以后得

$$\begin{aligned} \Delta(M) = & -Y[\sin\alpha + \sin\beta - kn\lambda] \\ & + \frac{Y^2}{2} \left[ \frac{\cos^2\alpha}{l_a} - \frac{\cos\alpha}{R} + \frac{\cos^2\beta}{l_b} - \frac{\cos\beta}{R} \right] \\ & + \frac{Z^2}{2} \left[ \frac{1}{l_a} - \frac{\cos\alpha}{R} + \frac{1}{l_b} - \frac{\cos\beta}{R} \right] \\ & + Y^3 \left[ \frac{\sin\alpha}{l_a} \left( \frac{\cos^2\alpha}{l_a} - \frac{\cos\alpha}{R} \right) \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left. + \frac{\sin\beta}{l_b} \left( \frac{\cos^2\beta}{l_b} - \frac{\cos\beta}{R} \right) \right] \\ & + \frac{YZ^2}{2} \left[ \frac{\sin\alpha}{l_a} \left( \frac{1}{l_a} - \frac{\cos\alpha}{R} \right) \right. \\ & \left. + \frac{\sin\beta}{l_b} \left( \frac{1}{l_b} - \frac{\cos\beta}{R} \right) \right] + Y^4[ ] \\ & + Y^2Z^2[ ] + Z^4[ ] + \dots, \quad (2) \end{aligned}$$

(2)式中R是光栅的曲率半径。

$\Delta(M)$ 展开中第一项系数为零， $\sin\alpha + \sin\beta = kn\lambda$ ，就是光栅方程式。第二项系数为零，其中一个解为

$$l_a = R \cos\alpha, \quad l_b = R \cos\beta. \quad (3)$$

这说明物象点共处于一个以R为直径的圆上，则谱线聚焦，这就是罗兰圆。但聚焦仅说明满足了初步成象条件，后面几项就是各种象差。其中 $Z^2/2$ 项表示象散量； $Y^2/2$ ， $YZ^2/2$ 项表示一型和二型彗差量；四次方的三项表示球差量。由这些项可以看出，当光栅刻划面增大以及物象点偏离光栅法线时，象差很快升高，这对刻划凹面光栅和I型凹面光栅来说是最讨厌的缺点。象散不仅减弱谱线的亮度，使光电接收测量不准确，而且由于象散加上谱线弯曲带来了光谱线的增宽，降低分辨率。彗差数量级小一些，但对高分辨率的仪器也需要消除彗差。为弥补这种缺点，人们利用全息干涉法制造槽线不等间距的凹面光栅，这就是II型III型凹面光栅的基本思想。

### 三、II型全息凹面光栅

II型全息凹面光栅是用二束球面波相干产生的干涉条纹记录制成的。其球面波的中心C、D二点称为摄制全息凹面光栅的两个记录点，我们仍采用图4的符号，增加四个参量，用

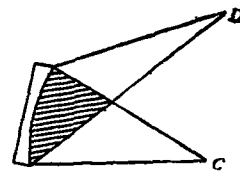


图5 II型全息凹面光栅的记录

$(l_c, \gamma)$  表示记录点  $C$  的极坐标, 用  $(l_D, \delta)$  表示记录点  $D$  的极坐标. 两束球面波干涉所产生的干涉场是一族以  $CD$  点为焦点的旋转双曲面, 根据惠更斯原理应该满足下式

$$MC - MD - (OC - OD) = n\lambda_0, \quad (4)$$

$\lambda_0$  是拍摄全息光栅时激光的波长,  $n$  是干涉条纹的级数, 所记录的干涉纹经处理以后,  $n$  就是全息光栅的刻槽数, 它与使用光栅时根据费马

原理导出的公式(1)中的  $n$  相吻合.

把(1)(4)式联合起来, 也就是把拍摄光栅时与使用光栅时联合起来考虑, 得到

$$\Delta(M) = MA + MB - \frac{k\lambda}{\lambda_0} (MC - MD) - \text{常数}. \quad (5)$$

把  $\Delta(M)$  如(2)式的样子展开得

$$\begin{aligned} \Delta(M) = & -Y[(\sin \alpha + \sin \beta) \\ & + \frac{Y^2}{2} \left[ \frac{\cos^2 \alpha}{l_a} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{\cos^2 \beta}{l_b} - \frac{\cos \beta}{R} \right. \\ & + \frac{Z^2}{2} \left[ \frac{1}{l_a} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{1}{l_b} - \frac{\cos \beta}{R} \right. \\ & + Y^3 \left[ \frac{\sin \alpha}{l_a} \left( \frac{\cos^2 \alpha}{l_a} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \frac{\sin \beta}{l_b} \right. \\ & \cdot \left. \left. \left( \frac{\cos^2 \beta}{l_b} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \right] \right. \\ & + \frac{YZ^2}{2} \left[ \frac{\sin \alpha}{l_a} \left( \frac{1}{l_a} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \frac{\sin \beta}{l_b} \right. \\ & \cdot \left. \left. \left( \frac{1}{l_b} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \right] \right. \\ & \left. - \frac{k\lambda}{\lambda_0} (\sin \gamma - \sin \delta) \right] \\ & - \frac{k\lambda}{\lambda_0} \left( \frac{\cos^2 \gamma}{l_c} - \frac{\cos \gamma}{R} \right) + \frac{k\lambda}{\lambda_0} \left( \frac{\cos^2 \delta}{l_D} - \frac{\cos \delta}{R} \right) \\ & - \frac{k\lambda}{\lambda_0} \left( \frac{1}{l_c} - \frac{\cos \gamma}{R} \right) + \frac{k\lambda}{\lambda_0} \left( \frac{1}{l_D} - \frac{\cos \delta}{R} \right) \\ & - \frac{k\lambda}{\lambda_0} \frac{\sin \gamma}{l_c} \left( \frac{\cos^2 \gamma}{l_c} - \frac{\cos \gamma}{R} \right) + \frac{k\lambda}{\lambda_0} \frac{\sin \delta}{l_D} \\ & \cdot \left( \frac{\cos^2 \delta}{l_D} - \frac{\cos \delta}{R} \right) \\ & - \frac{k\lambda}{\lambda_0} \frac{\sin \gamma}{l_c} \left( \frac{1}{l_c} - \frac{\cos \gamma}{R} \right) + \frac{k\lambda}{\lambda_0} \frac{\sin \delta}{l_D} \left( \frac{1}{l_D} \right. \\ & \left. - \frac{\cos \delta}{R} \right) \Big], \quad (6) \end{aligned}$$

式(6)中虚线左边五项是刻划光栅所产生的象差, 虚线右边五项是由于用了全息术制造的 II 型凹面光栅使象差得到减小乃至消除, 按照使用者的需要, 在使用的波段范围内, 选择一个适中的波长  $\lambda_*$ , 使得在这个工作点消除象散(亦可消彗差), 而其余波长处象散也可减少到刻划凹面光栅的 1/10 倍. 欲达到这个目的, 在式(6)中使拍摄光栅时与使用光栅时的八个参量除满足光栅方程和罗兰圆条件以外, 还要使第三项为零. 解这样一组方程, 就得到 II 型消象散凹面光栅的拍摄条件和使用条件. II 型凹面光栅装成仪器时与刻划光栅一样, 都是使用罗兰圆的各种装置, 如伊格耳式, 濑谷-布岗式等. 我们拍摄的几种 II 型凹面光栅自 75 年起分别装架成在平面型(in plane)伊格耳装置和离平面型(off plane)伊格耳装置以及自行设计的江师 II 型单色仪, 这种装置结构简单, 分辨率优于 1 埃, 波长重复误差在 2 埃以下, 比濑

谷-布岗装置精度高 10 倍以上.

#### 四、III 型全息凹面光栅

为了进一步在更宽的波段范围消除各种象差, 需要研究 III 型(有的还分类出 IV 型)全息凹面光栅. 利用特殊的几何共轭关系可以找到在三个波长处全部消象差, 不过物和象的聚焦条件就不再满足罗兰圆, 而是聚焦在复杂的双纽线上. 由于良好的消象差性能, 它的用途就不再局限于光谱仪器, 而可作为信息转换元件. 例如电子计算机成图时光学扫描的元件就可以使用一块很小的 III 型凹面光栅, 如图 6 所示, 激光自光栅法线入射(信息加在激光上)扩束器的针孔就放在凹光栅的曲率中心, 衍射象是一个消象差的点(1—2 微米直径)当光栅绕法线高速转动时衍射亮点扫描出圆的径迹, 如果接收屏沿垂直方向匀速移动即构成一幅图片.

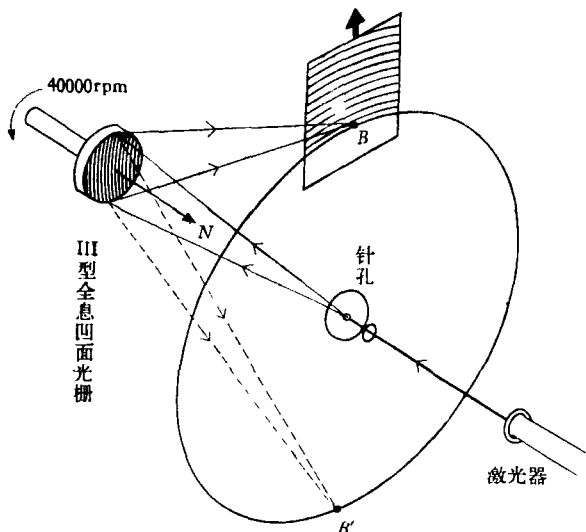


图6 光学高速扫描装置

全息凹面光栅用来装架激光拉曼光谱仪有

杂散光小, 结构简单的优点. 全息凹面光栅还可以做成焦比  $F/1$ , 因而可望有大的集光本领, 适于装架成星体光谱仪器. III型全息光栅在某个指定波长, 可以有超过百万以上的分辨率, 可供做同位素光谱分析之用.

### 参 考 文 献

- [1] W. I. Welford, *Aberration Theory of Gratings and Grating Mountings*, *Progress in Optics*, 4 (1965), 243.
- [2] H. G. Beutler, *J. Opt. Soc. Am.*, 35(1945), 311.
- [3] 波冈武, 野田英行, *光学*, 3-1(1974).
- [4] 江苏师院物理系光栅组, 全息凹面光栅象差理论, *江苏师院学报*, 第一期 (1978).
- [5] 江苏师院物理系光栅组, 全息平面光栅的研制和工艺, *江苏师院学报*, 第一期 (1978).
- [6] H. M. Smith, *Principles of Holography*, J. Wiley and Sons Inc, Interscience, New York, 1969. (全息学原理(中译本), 科学出版社, 1973年.)

## 光谱法测定锂同位素的丰度\*

汤 晓 冯宝华

(中国科学院物理研究所)

### 一、引 言

测定同位素的丰度, 通常使用质谱法, 但是质谱仪设备庞大, 价格昂贵, 操作复杂, 不易普及, 不能满足经常性的, 大批样品分析工作的要求. 与此相比, 用空心阴极灯作光源, 用法布里-珀罗标准具作分光器来测定同位素丰度, 虽然精度稍差, 但由于所需设备简单、操作方便, 因而仍有很大的实用意义.

早在五十年代, 就有不少人用光谱法测定锂同位素的丰度<sup>[1]</sup>. 1972年福岛弘之<sup>[2]</sup>改进了实验方法, 使测量精度有了较大提高. 我们在此基础上, 改进了空心阴极灯的结构和氩气循环系统, 简化了样品制备的手续, 采用锁相放大器, 降低了工作电流, 提高了光强的稳定性, 从而保证了测量的精度.

### 二、原 理

同一元素的同位素原子, 由于核的质量或结构不同, 原子的光谱线会分裂成属于各同位素的谱线组. 利用各谱线组的强度比来确定相应同位素的丰度比, 这就是光谱法的基本原理. 一般来说, 各谱线组的强度比并不恰好等于相应同位素的丰度比. 这是因为: 第一, 由于各种原因, 谱线不能充分分开; 第二, 谱线有自吸收现象; 第三, 在化合物中, 不同的同位素原子, 由于核质量的差别, 其离解能也不同, 光谱测量中, 离解能低的同位素的丰度, 其测量值会比实际值高些; 第四, 对轻元素而言, 核质量的差别, 引起多普勒加宽的程度也不同. 核质量小的同位素, 多普勒加宽严重, 谱线的峰值强度会低

\* 1978年6月16日收到.