

# 扫描平场全息凹面光栅

刘 虎 沈为民

(苏州大学激光研究室, 苏州 215006)

## 提 要

从全息凹面光栅像差理论出发, 考虑到扫描平场光谱仪的结构特点, 推广全息凹面光栅优化设计的基本方程使之适用于扫描平场全息凹面光栅(SFHCG), 且用在光栅扫描角范围内和在谱面上取点求和来代替复杂的积分运算, 简化设计程序。给出一消像散 SFHCG 的设计实例和用这块光栅所做的实验结果。

关键词: 全息凹面光栅、扫描平场、消像散。

## 一、引 言

凹面光栅兼有成像性能而具特色, 但也因受其成像性能限制一般不能获得平直的聚焦曲线, 故在全息光栅问世前未曾有人用凹面光栅装置平场光谱仪器。全息凹面光栅可以消除凹面成像固有的某些像差, 经设计可适用于平场光谱仪器。Jobin-Yvon 公司首先提出用 III 型全息凹面光栅制作平场谱仪<sup>[1]</sup>, 接着又研制出 IV 型平场全息凹面光栅<sup>[2, 3]</sup>。Bitter 对后者的设计作了详细报道<sup>[4]</sup>。受探测器, 特别是线阵光电探测元件尺寸的限制, 光谱面不能宽, 平场谱仪很难同时获得较高的光谱分辨本领和较宽的使用波段。因此, 又出现了 monograph 光栅, 本文称之为扫描平场全息凹面光栅, 其装架是在 IV 型平场全息凹面光栅装架的基础上引进光谱扫描机构, 以实现整段光谱的扫描, 扩展光谱使用波段。本文将根据凹面光栅的一般理论<sup>[5~8]</sup>讨论 SFHCG 的设计, 并给出设计实例和实验结果。

## 二、SFHCG 的像差

图 1 为 SFHCG 装架示意图,  $G$  为凹面光栅,  $A$  为入口狭缝上一点,  $\Sigma$  平面为光谱面。以光栅顶点  $O$  为坐标原点建立一坐标系, 令  $x$  轴与  $O$  点处光栅法线重合,  $y$  轴与色散方向一致。光栅扫描时, 带动整个坐标系绕  $z$  轴一起转动。图中  $A_0$  和  $B_0$  分别为  $A$  点和谱面上一点  $B$  在  $xOy$  平面上的投影。

设波长为  $\lambda$  的光波从  $A$  点发出经光栅衍射后到达  $B$  点, 光栅上任意点  $P$  占有从原点  $O$  开始由零数起的第  $n$  条槽线, 则对光线  $APB$  可引进光程函数

$$F = \langle AP \rangle + \langle BP \rangle + nk\lambda, \quad (1)$$

式中  $k$  为光谱级数。若  $F$  为与  $P$  点无关的常数, 则  $A$  点在  $B$  点无像差成像, 否则将给出各种像差。全息凹面光栅一般用其基面截取两相干点光源(我们称记录光源, 见图 2)干涉

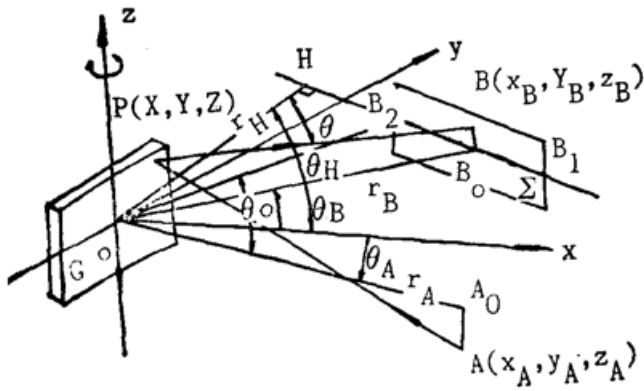


Fig. 1 Schematic diagram of SFHCG

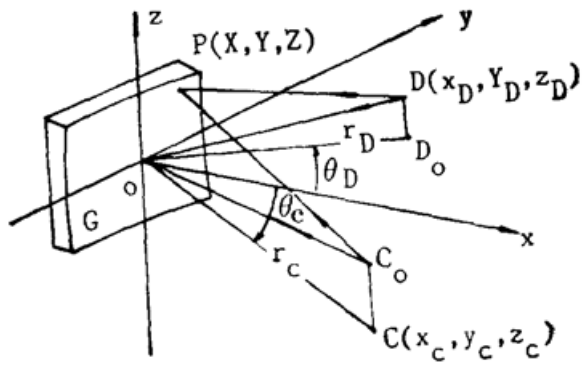


Fig. 2 Recording system of holographic concave grating

场获得变密度分布的弯曲槽线,槽线走向及疏密变化与两记录光源位置有关。显然,选取记录光源位置就成为改变  $P$  点占有槽线数,适当修改光程函数,从而改善凹面光栅像质的一种手段。图 2 拍摄全息凹面光栅的光路中,  $C$ 、 $D$  为记录点光源,若记录光波波长为  $\lambda_0$ ,则  $P$  点处槽线数  $n$  由下式给出:

$$n = \frac{1}{\lambda_0} \{ [\langle OP \rangle - \langle DP \rangle] - [\langle CO \rangle - \langle DO \rangle] \}. \quad (2)$$

将式(2)代入式(1)即得全息凹面光栅光程函数。

为讨论凹面光栅的像差,将其光程函数展开为  $P$  点位置坐标  $(X, Y, Z)$  的幂级数。若取光栅基面是半径为  $R$  的球面,因  $P$  点坐标满足球面方程,光程函数展开成

$$F = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \chi_{ijk} Y^i Z^j z^k F_{ijk}, \quad (3)$$

式中  $\chi_{ijk}$  为常数,变量  $z$  代表  $A$ 、 $B$ 、 $C$ 、 $D$  诸点的  $z$  坐标,即  $z_A$ 、 $z_B$ 、 $z_C$ 、 $z_D$  等。式中  $i+j+k \geq 2$  的项为凹面光栅的某种像差。为简单起见,令以上诸点皆在  $xOy$  平面内,则(3)式简化为

$$F = F_{000} + Y F_{100} + \frac{Y^2}{2R} F_{200} + \frac{Z^2}{2R} F_{020} + \frac{Y^3}{2R^2} F_{300} + \frac{YZ^2}{2R^2} F_{120} + \frac{Y^4}{8R^3} F_{400} + \frac{Y^2 Z^2}{4R^3} F_{220} + \frac{Z^4}{8R^3} F_{040} + \dots \quad (4)$$

全息凹面光栅各类像差系数  $F_{ijk}$  均由两部分组成:

$$F_{ijk} = M_{ijk} + \frac{k\lambda}{\lambda_0} H_{ijk}, \quad (5)$$

前者与凹面光栅装架几何结构有关,为球面成像所固有,后者则是全息过程引进的,与记录光源位置有关。引入一称为全息参量的是  $A_{ijk}$ , 即令

$$H_{ijk} = \frac{\lambda_0}{\sigma} A_{ijk}, \quad (6)$$

式(5)可改写成

$$F_{ijk} = M_{ijk} + \frac{k\lambda}{\sigma} A_{ijk_0} \quad (7)$$

式中  $\sigma$  为光栅中心处光栅常数,当记录光源  $C$  和  $D$  放在  $XOY$  平面上时

$$\sigma = \frac{\lambda_0}{\sin \theta_C - \sin \theta_D} \quad (8)$$

欲消除某种像差, 须令  $F_{ijk}=0$ , 即用全息记录过程中引进的  $H_{ijk}$  去抵销凹面成像固有的  $M_{ijk}$ 。这就意味着记录光源位置的选定必须以凹面光栅装架的确定为前提。

SFHOG 的装架(见图 1)用量  $r_A, r_H, \theta_0, \theta$  以及谱面长度  $L$  来确定入口狭缝和谱面相对于光栅顶点  $O$  的位置, 用入射角  $\theta_A$  来确定光栅取向、即扫描位置。不难得出谱线在  $\Sigma$  平面上  $B$  点聚焦的几何条件为

$$\gamma_B = \frac{\gamma_H}{\cos(\theta_H - \theta_B)}, \quad (9)$$

式中  $\theta_B$  为衍射角, 随光栅转动而变化。考虑到式(9), 并经作变换  $\rho_A = R/\gamma_A, \rho_B = R/\gamma_B, \rho_C = R/\gamma_C, \rho_D = R/\gamma_D, \rho_H = R/\gamma_H$  后, 即可写出式(4)中 SFHOG 各项系数如下:

$$\begin{cases} M_{000} = \gamma_A + \gamma_B, & (10a) \\ H_{000} = \gamma_C - \gamma_D, & (10b) \end{cases}$$

$$\begin{cases} M_{100} = -\sin \theta_A - \sin \theta_B, & (11a) \\ H_{100} = -\sin \theta_C + \sin \theta_D, & (11b) \end{cases}$$

(子午)离焦

$$\begin{cases} M_{200} = (\rho_A \cos \theta_A - 1) \cos \theta_A + [\rho_H \cos(\theta_H - \theta_B) \cos \theta_B - 1] \cos \theta_B, & (12a) \\ H_{200} = (\rho_C \cos \theta_C - 1) \cos \theta_C - (\rho_D \cos \theta_D - 1) \cos \theta_D, & (12b) \end{cases}$$

弧矢离焦

$$\begin{cases} M_{020} = \rho_A - \cos \theta_A + \rho_H - \cos(\theta_H - \theta_B) - \cos \theta_B, & (13a) \\ H_{020} = \rho_C - \cos \theta_C - (\rho_D - \cos \theta_D), & (13b) \end{cases}$$

彗差

$$\begin{cases} M_{300} = \rho_A \sin \theta_A \cos \theta_A (\rho_A \cos \theta_A - 1) + \rho_H \cos(\theta_H - \theta_B) \sin \theta_B \cos \theta_B, & (14a) \\ H_{300} = \rho_C \sin \theta_C \cos \theta_C (\rho_C \cos \theta_C - 1) - \rho_D \sin \theta_D \cos \theta_D (\rho_D \cos \theta_D - 1), & (14b) \end{cases}$$

象散彗差

$$\begin{cases} M_{120} = \rho_A \sin \theta_A (\rho_A - \cos \theta_A) + \rho_H \sin \theta_B \cos(\theta_H - \theta_B) [\rho_H \cos(\theta_H - \theta_B) - \cos \theta_B], & (15a) \\ H_{120} = \rho_C \sin \theta_C (\rho_C - \cos \theta_C) - \rho_D \sin \theta_D (\rho_D - \cos \theta_D). & (15b) \end{cases}$$

其余各项  $F_{400}, F_{220}, F_{040}$  表征各类球差, 为更高级像差, 这里没有写出它们的表示式。

在光栅顶点处应用费马原理  $\frac{\partial F}{\partial Y} = 0$  和  $\frac{\partial F}{\partial Z} = 0$ , 亦即令  $F_{100} = 0$ , 得光栅方程

$$\sigma(\sin \theta_A + \sin \theta_B) = k\lambda. \quad (16)$$

### 三、SFHCG 优化设计基本方程

为在使用波段内使  $F_{ijk}$  表征的某种像差平均最小, 可以求解积分方程<sup>[6]</sup>:

$$I_{ijk} = \int_{\theta(\lambda_1)}^{\theta(\lambda_2)} F_{ijk}^2 d\theta = \text{minimum}, \quad (17)$$

式中角  $\theta(\lambda_1)$  和  $\theta(\lambda_2)$  对应使用波段的上下限。对于 Seya-Namioka 单色仪上的全息光栅, 它们为光栅扫描的起始角和终止角; 对于平场全息凹面光栅则为衍射角的上下限。考虑到 SFHOG 兼有扫描和平场双重性能, 对  $F_{ijk}^2$  的积分应推广为二重积分:

$$I_{ijk} = \iint_{\mu(\lambda_1, \lambda_2, \Delta\lambda)} F_{ijk}^2(G_i, \theta_A, \theta_B) d\theta_A d\theta_B = \text{minimum}. \quad (18)$$

这就是我们提出的 SFHCG 优化设计的基本方程。被积函数中参量  $G_l$  表示 SFHCG 有  $l$  个可供选择的装架参量(例如  $\rho_A, \rho_H, \theta_0, \theta$  等)和全息参量  $A_{ijk}$ 。积分域  $\mu(\lambda_1, \lambda_2, \Delta\lambda)$  中  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  为 SFHCG 使用波段上下限,  $\Delta\lambda$  为谱面上光谱范围。积分变量  $\theta_A$  为入射角, 随光栅扫描位置变化,  $\theta_B$  为衍射角, 不但与谱面上各点位置有关, 同时也随  $\theta_A$  角变化。与式(18)等效, 可以写出

$$\frac{\partial I_{ijk}}{\partial G_1} = 0, \quad \frac{\partial I_{ijk}}{\partial G_2} = 0, \quad \dots, \quad \frac{\partial I_{ijk}}{\partial G_l} = 0. \quad (19)$$

为避免复杂的积分运算, 我们采用在光栅扫描角范围内和在谱面上取点求和, 即用

$$I_{ijk} = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N F_{ijk}^2(G_l, \theta_{Am}, \theta_{Bmn}) = \text{minimum} \quad (20)$$

代替式(18)。式中  $\theta_{Am}$  为  $\theta_A$  角的第  $m$  个取样点,  $\theta_{Bmn}$  是  $\theta_A$  取样点为  $\theta_{Am}$  时  $\theta_B$  的第  $n$  个取样点。

为在使用波段内 SFHCG 所有谱线在某一平面上成像, 必须首先对离焦  $F_{200}$  应用式(20), 以便确定凹面光栅装架以及为满足这种装架所需的全息参量  $A_{200}$ 。然后再如前所述, 在这种装架中对其像差应用式(20), 求解相应的全息参量, 达到消除这些像差的目的。通常记录光源在  $xOy$  平面内, 就是说四个变量( $\gamma_C, \gamma_D, \theta_C, \theta_D$ )唯一确定它们的位置。这四个参量除须满足式(6)外, 还必须满足式(8)。这就意味着可供选择的  $F_{ijk}$  的数目不能任意多, 除  $F_{200}$  外就只剩下两个。两种常用的选择是( $F_{200}, F_{300}, F_{020}$ )和( $G_{200}, F_{300}, F_{120}$ ), 由此得到的全息凹面光栅分别称为消像散的和消彗差的。

## 四、SFHCG 的设计实例

我们以消像散 SFHCG 为例讨论全息凹面光栅的设计。

首先找出 SFHCG 独立的装架参量。为此, 将图 1 简化为图 3 所示的平面图, 由图不难看出

$$\gamma_H = \frac{l}{\text{tg}(\theta + K_l) - \text{tg}\theta}. \quad (21)$$

这里  $L$  为谱面  $B_1B_2$  的长度, 通常总是根据设计要求预先选定。图 3 所示 SFHCG 诸多装架参量由于受到式(21)的限制, 及受到光栅槽密度和谱面上波长范围的限制, 量  $L, \gamma_H$  和  $K_0$  都不是独立变量。

应用式(20)时, 按以下方法取点: 在光栅扫描角范围内等角度选取  $M$  个角度, 并把谱面宽度按照将角  $B_1OB_2$  等分, 分成  $N-1$  分。这样, 对于  $\theta_A$  的任意一个取样点都有  $N$  个  $\theta_B$  与之对应。诚然, 什么是最优的取点方法还尚待讨论。根据这种取点方法以及光栅方程求得:

$$\theta_{Am} = \theta_{A1} + \frac{m-1}{M-1} (\theta_{AM} - \theta_{A1}), \quad (22)$$

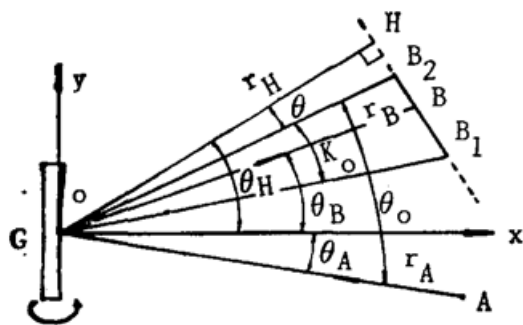


Fig. 3 Geometric configuration of the SFHCG

$$\theta_{Bm} = \theta_0 + \theta_{Am} - K \frac{n-1}{N-1}, \quad (23)$$

$$K_0 = \theta_0 + \theta_{A1} - \sin^{-1} \left[ \frac{m\lambda_1}{\sigma} - \sin \theta_{A-1} \right], \quad (24)$$

式中  $\theta_{A1}$ 、 $\theta_{AM}$  为光栅扫描起始位置和终止位置时的入射角, 分别表示为

$$\theta_{A1} = \sin^{-1} \left[ \frac{k(\lambda_1 + \Delta\lambda)}{2\sigma \cos \theta_0/2} \right] - \frac{\theta_0}{2}, \quad (25)$$

$$\theta_{AM} = \sin^{-1} \left[ \frac{k\lambda_2}{2\sigma \cos \theta_0/2} \right] - \frac{\theta_0}{2}. \quad (26)$$

将以上诸式代入  $F_{200}$  表示式, 在按式(20)对  $F_{200}^2$  求和后, 根据式(19)求解下列联立方程组:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial I_{200}}{\partial \rho_A} = 0, \quad \frac{\partial I_{200}}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial I_{200}}{\partial \theta_0} = 0, \\ \frac{\partial I_{200}}{\partial \sigma} = 0, \quad \frac{\partial I_{200}}{\partial A_{200}} = 0, \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

可得 SFHCG 的装架参量  $\rho_A$ 、 $\theta$ 、 $\theta_0$ , 光栅常数  $\sigma$  以及全息参量  $A_{200}$ 。在确定了光栅装架和光栅常数后, 可把所得之值代入  $F_{300}$  和  $F_{020}$  的表示式, 然后仿照上面的做法由式

$$(\partial I_{020}/\partial A_{020}) = 0, \quad (\partial I_{300}/\partial A_{300}) = 0, \quad (28)$$

求得适用于所得装架的消像散 SFHCG 的全息参量  $A_{020}$  及  $A_{300}$ 。

将得到的  $A_{200}$ 、 $A_{020}$ 、 $A_{300}$  以及  $\sigma$  之值代入式(6)、(8), 并利用式(12b)、(13b)、(14b), 列出联立方程式, 即可唯一确定消像散 SFHCG 所需要的记录光源的位置  $(\gamma_C, \theta_C)$  和  $(\gamma_D, \theta_D)$ 。

下面是一个消像散 SFHCG 的设计实例。取光栅曲率半径  $R=184.5$  mm, 有效刻划面积  $40$  mm  $\times$   $40$  mm; 光栅使用波段范围  $350$  nm  $\sim$   $950$  nm, 谱面上光谱范围  $\Delta\lambda=250$  nm, 衍射级  $k=+1$ 。考虑到光电图像探测器尺寸, 取谱面长度  $L=25$  mm。按前面所说的方法取点, 并令  $M=N=6$ 。所得结果如下:

光谱仪几何结构:  $\gamma_H=195.302$  mm,  $\gamma_H=176.006$  mm,  $\theta=-10.26^\circ$ ,  $\theta_0=-7.545^\circ$ ,  $K_0=7.226002^\circ$ ,  $\theta_A$ (光栅扫描角范围)  $=17.65431^\circ \sim 12.48801^\circ$ 。光栅刻槽密度:  $\sigma^{-1}=504$  g/mm。全息参量:  $A_{200}=0.1659374$ ,  $A_{020}=-0.07635478$ ,  $A_{300}=0.008640128$ 。记录光源位置:  $\gamma_C=319.1937$  mm,  $\theta_C=33.07748^\circ$ ,  $\gamma_D=498.9949$  mm,  $\theta_D=52.34698^\circ$ 。

## 五、评价及实验结果

作为一级近似, 狭缝上点光源  $A$  发出的光线经光栅衍射后不再是聚焦一点的同心光束, 而是聚焦为两条短线的像散光束, 如图 4 所示。一条短线在  $T$  点处垂直于  $xOy$  平面, 是  $F_{200}=0$  的那些点的轨迹, 称子午焦线。另一条短线通过  $S$  点位于  $xOy$  平面

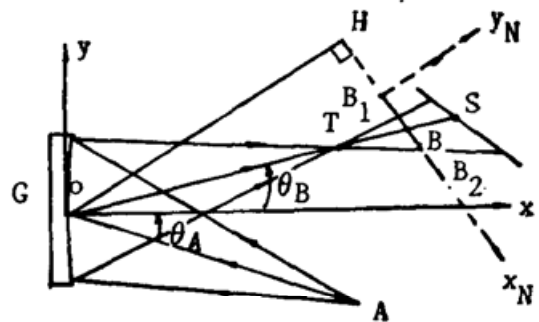
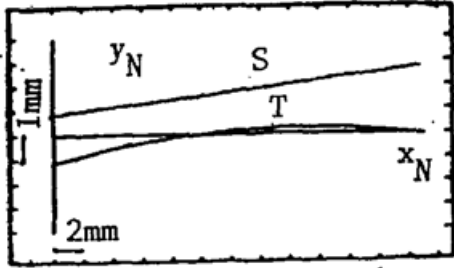


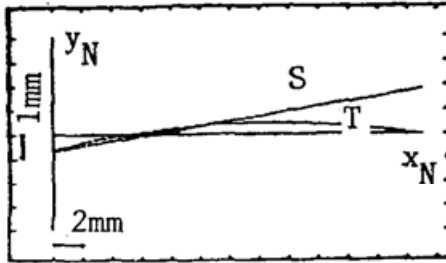
Fig. 4 Astigmatic image of the SFHCG

内, 是  $F_{020}=0$  的那些点的轨迹, 称弧矢焦线。令  $OT=\gamma_T$ ,  $OS=\gamma_S$ ,  $OB_0=\gamma_D$ , 依次定义下列各量为  $B_0$  点处的子午量, 离焦弧矢离焦量, 像散量:  $\Delta_T=\gamma_T-\gamma_B$ ,  $\Delta_S=\gamma_S-\gamma_B$ ,  $\Delta_{ST}=\gamma_T-\gamma_S$ 。理想的聚焦情况是不管光栅处在那个扫描位置上, 所有  $B$  点的子午离焦量  $\Delta_T$  皆

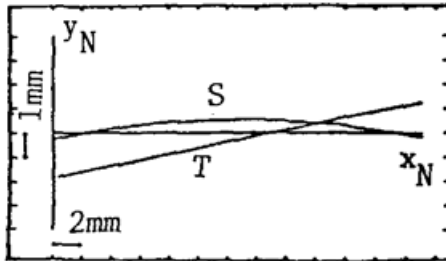
为零,而理想的消像散则必须对所有  $B$  点,像散量  $\Delta_{ST}$  为零。然而,实际上总是存在离焦和像散,它们将分别使谱线展宽造成光谱分辨率下降和使谱线增长以致探测器接收到的光谱能量减少。



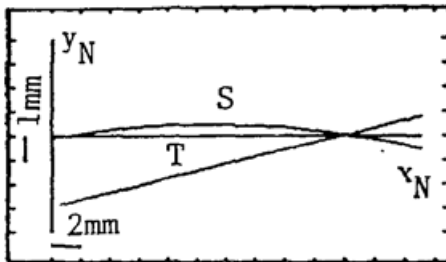
(a)  $\theta_A = 17.65431^\circ$



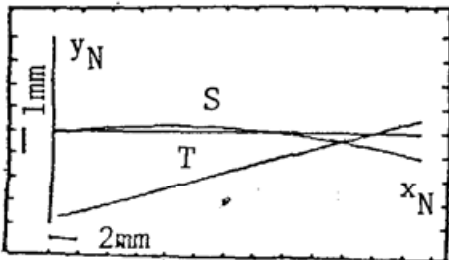
(b)  $\theta_A = 16.36274^\circ$



(c)  $\theta_A = 15.16349^\circ$

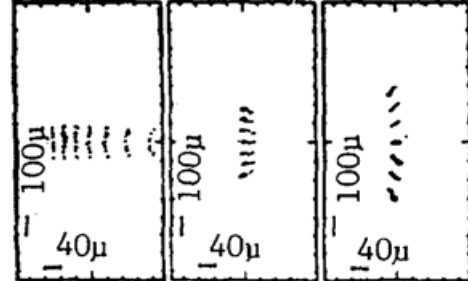


(d)  $\theta_A = 13.82575^\circ$

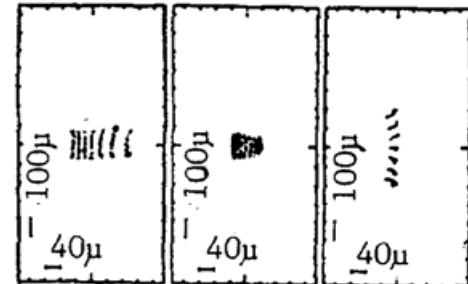


(e)  $\theta_A = 12.48801^\circ$

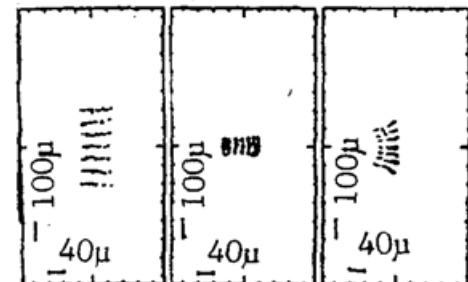
Fig. 5 Tangential and sagittal curves of the SFHCG



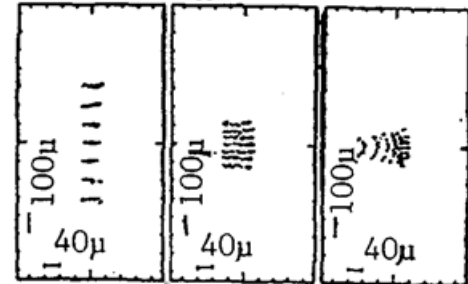
(a)  $\theta_A = 17.65431^\circ$



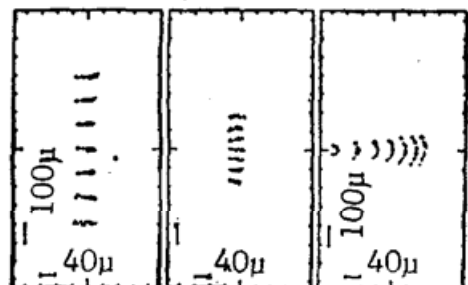
(b)  $\theta_A = 16.36274^\circ$



(c)  $\theta_A = 15.16349^\circ$



(d)  $\theta_A = 13.82575^\circ$



(e)  $\theta_A = 12.48801^\circ$

Fig. 6 Spot diagrams by tracing ray through the SFHCG

在图 4 中建立一新坐标系, 将原点取在谱面一 endpoint  $B_1$  上。新坐标轴  $X_N$  沿谱面与  $xOy$  平面的交线,  $Y_N$  轴垂直于谱平面与  $OH$  平行。不难按照点  $T$  和  $S$  在新坐标系中的坐标  $(X_{NT}, Y_{NT})$  和  $(X_{NS}, Y_{NS})$  绘出所得消像散 SFHCG 的子午聚焦曲线和弧矢聚焦曲线, 见图 5。图中 (a)~(e) 五幅分图对应不同扫描角。可以看出, 在所有扫描位置上, 子午聚焦曲线与谱面 ( $x_N$  轴) 基本重合, 像散量最大不超过 4 mm, 克服了凹面光栅像散量大的缺点。以上表明, 所得光栅基本满足扫描平场且消像散的要求。

为综合考虑所有像差的影响, 我们根据光线追迹理论<sup>[9]</sup> 仍就图 5 中五个扫描位置, 给出谱面上三个位置处的点列图, 如图 6 所示。正如图 5 所预期的, 子午量小的地方谱线展宽小, 像散量小的地方谱线增长小。从总体上看, 对于入射缝上点源谱线的展宽, 除谱面两端一般在  $10^{-2}$  mm 容限内, 谱线增长一般不超过 1 mm。进一步分析表明, 所得光栅像差基本上由光程函数中  $F_{200}$ 、 $F_{300}$  和  $F_{020}$  决定, 其余像差对像质影响不大。

作为验证, 用所得消像散 SFHCG 就图 5 中的五个扫描位置拍摄了 ORIEL 公司 Hg-Cd 光谱线灯的发射光谱, 见图 7 照片。受 Hg-Cd 灯本身谱线以及光谱板光谱响应的限制, 对于大于 700 nm 的谱线, 用短波长的二级光谱线代替。取入射缝宽 0.03 mm, 高 5.3 mm。照片放大 1.4 倍。我们看出所得 SFHCG 一般可以分辨波长相差 2 nm 的两条谱线, 而在扫描角适中范围, 谱面中心分辨得还要精细些。照片中谱线宽度随扫描角和随谱面上各点

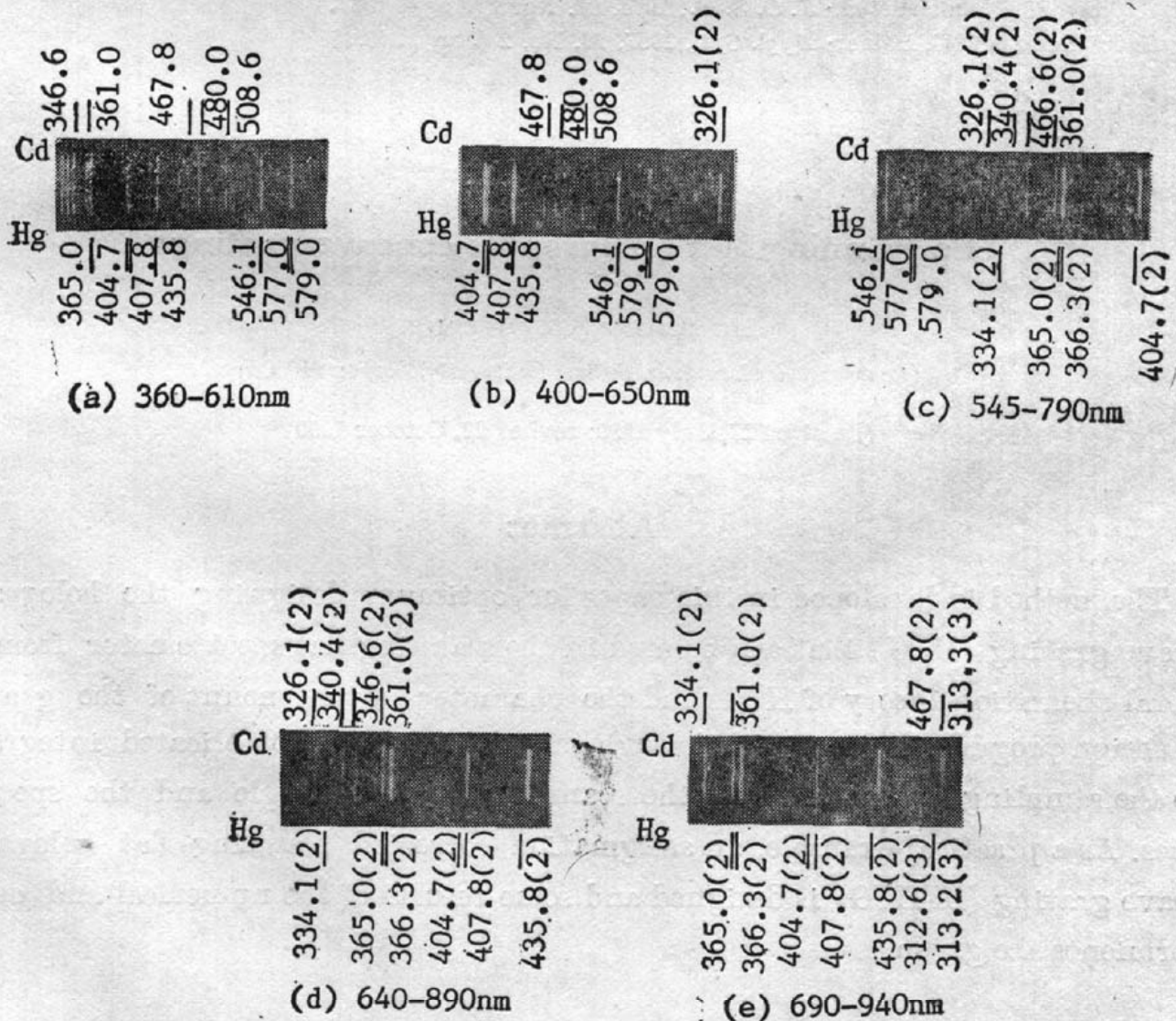


Fig. 7 The spectrum of Hg-Cd lamp obtained by the SFHCG

位置变化的情形也正是图 6 中各点列图所预期的。照片中谱线高度均不超过 7 mm。以上实验结果与我们对所得 SFHCG 的评价一致。

同其他一些作者一样,本文提出的方法是基于最小二乘法原理,对使用波段内所有谱线像质的平均优化。然而使用波段各不同波长间隔内谱线像质差异很大,如果在应用式(20)求和时改变平均划分区间取点的方法,或者适当引进权重因子<sup>[10]</sup>,增加像质较差区域  $F_{ijk}$  在求和中的比重,有可能在使用波段内获得更均匀的像质。

本文在宋从龙副教授指导下完成,包仁副教授、陆志伟、唐敏学、于竞红等同志给了不少帮助,在此一并致谢。

### 参 考 文 献

- [1] G. S. Hayat, J. Flamand *et al.*; *Opt. Engng.*, 1975, **14**, No. 5 (Sep-Oct), 420.
- [2] 祝绍箕;《光学技术与信息》,1987, No. 1, 2。
- [3] J. M. Lerner, J. Flamand *et al.*; *Proc. SPIE*, 1980, **240**, 73.
- [4] R. Bitter; *Optik*, 1983, **64**, No. 3 (Jun), 185.
- [5] H. Noda, T. Namioka *et al.*; *J. O. S. A.*, 1974, **64**, No. 8 (Aug), 1043.
- [6] C. H. F. Velgel; *J. O. S. A.*, 1976, **66**, No. 4 (Apr), 346.
- [7] M. Pouey; *J. Opt.*, 1983, **14**, No. 5 (Sep-Oct), 235.
- [8] M. Pouey; *J. Opt.*, 1985, **16**, No. 3 (Mar-Jul), 133.
- [9] H. Noda, T. Namioka *et al.*; *J. O. S. A.*, 1974, **64**, No. 8 (Aug), 1037.
- [10] H. R. Mchinney, C. Palmer; *Appl. Opt.*, 1987, **26**, No. 2 (Jan), 368.

## The scanning flat holographic concave gratings

LIU HU AND SHEN WEIMIN

(Laser Research Section, Suzhou University, Suzhou 215006)

(Received 17, July 1990; revised 22, October 1990)

### Abstract

The method is developed in this paper for optimum designing the holographic concave grating (HCG) that can be used in the scanning flat spectrometer from the general aberration theory of HOGs and the character of the mount of the grating. The design program is simplified through transforming the complicated integration into the sampling summation over the scanning range of angle and the spectrum planes. As a practical example, an astigmatism corrected scanning flat holographic concave grating (SFHCG) is designed and some results of the numerical and optical experiments are given.

**Key words:** holographic concave grating, scanning flat field; stigmatism.