第3卷 第2期
1983年3月

光 学 学 报
ACTA OPTICA SINICA

Vol. 3, No. 2
March, 1983

超环面全息光栅记录参数的选取

庄 夔
(中国科学院长春光学精密机械研究所)

提 要

为制造消象差的、用于濑谷-波冈单色仪上的超环面全息光栅，我们发展了一种计算方法，本文描述了确定适当记录参数的程序，理论上的结果表明了这个计算方法是可用的。

一、前 言

本文从减小象差的要求出发，叙述在制造超环面全息光栅时，所用干涉仪中的各参数(r_C、r_D、γ、δ)的选取方法。其它面形的全息光栅可参看[1]等文献。

二、记录参数和 ρ 的选取

根据文献[2]，超环面全息光栅的光程函数 F 由下式表示：

$$F=r+r'+\sum p\omega^i l^j z^k F_{ijk}=r+r'+\sum p\omega^i l^j z^k[M_{ijk}+(m\lambda/\lambda_0)H_{ijk}], \tag{1}$$

式中 m——光谱级次；λ——使用波长；λ_0——激光波长。

公式(1)中的系数为 F_{ijk}、M_{ijk}、H_{ijk} 和常数为 p、i、j、k[2]。

要得到无象差的象，一般多用费马原理来表述，即要满足 $\partial F/\partial\omega=0$ 和 $\partial F/\partial l=0$，以此作为聚焦和消象差的基础。由于 ω、l 对光程函数 F 作偏微分时，式中 ω^i 或 l^j 成为 $i\omega^{(i-1)}$ 或 $jl^{(j-1)}$，而相应的 F_{ijk} 值不变，因而 F_{ijk} 值相当于象差系数。使光程函数中的 F_{ijk} 都为零，则满足了费马原理；在实际计算中，一般都选择其中影响较大的几项为零，残余象差小于 $\lambda/4$(瑞利判据)，也即是 $(\partial F/\partial\omega)+(\partial F/\partial l)\leqslant\lambda/4$，就可以认为近似地满足了费马原理，成象接近于理想。

光程函数中 $(\omega^2/2R)F_{200}$ 为离焦项；$(l^2/2R)F_{020}$ 为象散项；$(\omega^3/2R)F_{300}$ 和 $(\omega l^2/2R)F_{120}$ 为彗差项；$(\omega^4/8R^3)F_{400}$、$(\omega^2l^2/8R^3)F_{220}$ 和 $(l^4/8R^3)F_{040}$ 为球差项；ωF_{100} 项的系数为零，相当于满足光栅方程式

$$F_{100}=-\sin\alpha-\sin\beta+(m\lambda/\lambda_0)(\sin\delta-\sin\gamma)=0,$$

即

$$m\lambda=\sigma(\sin\alpha+\sin\beta)\quad(\sigma\text{——光栅常数})。\tag{2}$$

一般在预定的波长范围内($\lambda_1\leqslant\lambda\leqslant\lambda_2$)，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[3]；在濑谷-波冈单色仪中，增田文男等则是通过 $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}[F^*_{ijk}]^2d\lambda$ 为极小值(此时 $i+j=2$, 3

收稿日期：1981年10月30日，收到修改稿日期：1982年6月16日

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。

本文则是在中心波长 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} 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，也即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。

我们发现 H^*_{200} 对子午光束成象情况的 F^*_{200} 影响甚微，因而用 M^*_{200} 值近似地代替 F^*_{200} 值；在波长 λ_1、λ_3、λ_2 处，使 M^*_{200} 为零求出 C 值，则此处点的象为 z 方向的一条线。象散系数 F^*_{020} 的前项 M^*_{020} 是 λ 的函数；后项为斜直线，H^*_{020} 值影响其斜率，它能消减前项中的线性部分，而非线性部分不变；因此，选择适当的记录参数，可以使象差系数 F^*_{020} 减到较小值，即解方程式 $M^*_{020}(\lambda_3)=(\lambda_3/\lambda_2)M^*_{020}(\lambda_2)$，则中心波长上的象散得以减小。

具体计算程序为：解联立方程式

$$M^*_{200}(\lambda_1)=0;\quad M^*_{200}(\lambda_2)=0;\quad M^*_{200}(\lambda_3)=0; \tag{3}$$

确定 r、r'_0 和 C 值；解方程式：

$$M^*_{020}(\lambda_3)=(\lambda_3/\lambda_2)M^*_{020}(\lambda_2)。 \tag{4}$$

确定光栅毛坯的较小的主曲率半径 ρ 值；解下列联立方程式，确定记录参数 r_C、r_D、γ、δ：

$$\begin{cases} H^*_{020}(\lambda_2)=\psi_1; & H^*_{120}(\lambda_2)=\psi_2; \\ H^*_{200}(\lambda_2)=\psi_3; & \sin\delta-\sin\gamma=\lambda_0/\sigma_0; \end{cases} \tag{5}$$

(σ_0——在 $\omega=l=0$ 处的光栅常数，且 $\delta>\gamma$)式中 $\psi_1=-(\lambda_0/m\lambda_2)M^*_{020}(\lambda_2)$；$\psi_2=-(\lambda_0/m\lambda_2)M^*_{120}(\lambda_2)$；$\psi_3=-(\lambda_0/m\lambda_2)M^*_{200}(\lambda_2)$；$F^*_{ijk}=[F_{ijk}]_{r'=r'_0,\beta=\beta_0,z'=-z(r'_0/r)}$；$F^*_{ijk}=M^*_{ijk}+(m\lambda/\lambda_0)H^*_{ijk}$；$\lambda_3=(\lambda_1+\lambda_2)/2$。

$F^*_{200}=0$ 和 $F^*_{020}=0$ 即为一般象散光束的杨氏公式，满足方程式(3)时，F^*_{200} 将在 λ_1、λ_2、λ_3 处接近零，能使子午光束成象情况良好，符合聚焦条件；满足方程式(5)时，F^*_{020} 将在 λ_2 处接近零，能使弧矢光束成象情况良好，与彗差相当的波差 F^*_{120}、F^*_{300} 将小于 $\lambda/4$(瑞利判据)，从而达到消象差的目的。

三、超环面全息光栅的计算举例

濑谷-波冈单色仪是由光栅旋转进行扫描，只有一个位置，入射狭缝、出射狭缝和光栅中心在罗兰圆上，其他位置都将偏离罗兰圆，因而象差较大，用以上方法可以减小象差；因其结构简单，体积小巧，人们多愿选用它。

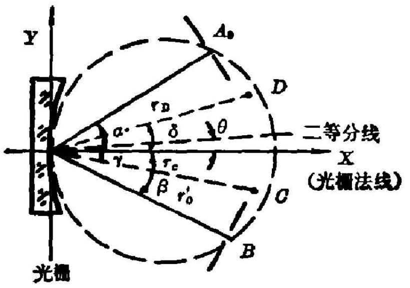

图1　濑谷-波冈单色仪的简图

Fig. 1　Schematic diagram of a Seya-Namioka monochromator

今以这种单色仪为例进行计算(见图1)，已知罗兰圆直径为 100 mm，即光栅毛坯较大的一个主曲率半径 R 为 100 mm，$\sigma_0=1/600$ mm，$m=-1$，$\lambda_0=4579.3$ Å，使用波段($\lambda_1\sim\lambda_2$)为 0～7000 Å。

$$\left.\begin{array}{l} r \text{ 及 } r_0=\text{常数};\quad 2C=\alpha-\beta_0=\text{常数}; \\ \alpha=C+\theta;\quad \beta_0=\theta-C;\quad \lambda=\dfrac{2\sigma_0}{m}\cos C\sin\theta; \end{array}\right\} \tag{6}$$

式中 r——光栅顶点 O 和入射狭缝中心 A_0 之间的距离；r'_0——O 和出射狭缝中心 B_0 之间的距离；$2C$——为 A_0OB_0 角；θ——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(3)，即解方程式

$$\frac{\cos^2\alpha_2}{\cos^2\alpha_1}\left[\frac{\cos\alpha_1+\cos\beta_1}{R}-\cos^2\beta_1\left(\frac{\cos\alpha_1+\cos\beta_1}{R\cos^2\alpha_1}-\frac{\cos\alpha_3+\cos\beta_3}{R\cos^2\alpha_3}\right)\right.$$
$$\left.\Big/\left(\frac{\cos^2\beta_1}{\cos^2\alpha_1}-\frac{\cos^2\beta_3}{\cos^2\alpha_3}\right)\right]-\frac{\cos\alpha_2}{R}+\cos^2\beta_2\left(\frac{\cos\alpha_1+\cos\beta_1}{R\cos^2\alpha_1}-\frac{\cos\alpha_3+\cos\beta_3}{R\cos^2\alpha_3}\right)$$
$$\Big/\left(\frac{\cos^2\beta_1}{\cos^2\alpha_1}-\frac{\cos^2\beta_3}{\cos^2\alpha_3}\right)-\frac{\cos\beta_2}{R}=0。\tag{7}$$

也就是使

$$(1/R)f_1(C)=0。\tag{8}$$

用迭代法或弦位法解出 C 和 r、r'_0 的近似值为：$C=34.86960°$；$r=81.95162$；$r'_0=82.13966$；此时 $f_1(C)=6\times10^{-8}$。

2．确定参数 ρ

从(4)式即

$$\frac{1}{\rho}=\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{r'_0}\right)\left(1-\frac{\lambda_3}{\lambda_2}\right)\Big/\left(\cos\alpha_3+\cos\beta_3-\frac{\lambda_3\cos\alpha_2}{\lambda_2}-\frac{\lambda_3\cos\beta_2}{\lambda_2}\right),\tag{9}$$

解出 $\rho=68.44999\,\mathrm{mm}$；此时可见区的象散较小。

3．确定记录参数

解联立方程式(5)，即解方程式：

$$\left.\begin{aligned}
&(\sin\gamma-\sin\delta)\left(\frac{1}{r_D}\right)^2+\left[2\sin\gamma\left(\psi_1+\frac{\cos\gamma-\cos\delta}{\rho}\right)\right.\\
&\quad\left.-\frac{\sin\gamma\cos\gamma}{\rho}+\frac{\sin\delta\cos\delta}{\rho}\right]\left(\frac{1}{r_D}\right)+\left(\psi_1+\frac{\cos\gamma-\cos\delta}{\rho}\right)^2\sin\gamma\\
&\quad-\frac{\sin\gamma\cos\gamma}{\rho}\left(\psi_1+\frac{\cos\gamma-\cos\delta}{\rho}\right)-\psi_2=0;\\
&f_2(\gamma)=(\cos^2\gamma-\cos^2\delta)\left(\frac{1}{r_D}\right)+\left(\psi_1+\frac{\cos\gamma-\cos\delta}{\rho}\right)(\cos^2\gamma-\cos^2\delta)\\
&\quad-\frac{\cos\gamma-\cos\delta}{R}-\psi_3=0;\\
&\sin\delta-\sin\gamma=\lambda_0/\sigma_0;
\end{aligned}\right\}\tag{10}$$

得 γ 的近似值为：$\gamma=-11.86747°$；此时 $f_2(\gamma)=F^*_{200}(\lambda_2)=1\times10^{-8}$。由此我们得到这种光栅的激光记录参数为：

$$\left.\begin{aligned}
&r_C=53.82928\,\mathrm{mm};\quad r_D=55.34743\,\mathrm{mm};\\
&\gamma=-11.86747°;\quad \delta=3.962836°。
\end{aligned}\right\}\tag{11}$$

这台濑谷-波冈单色仪的设计参数为：

$$\left.\begin{aligned}
&r=81.95162\,\mathrm{mm};\quad r'_0=82.13966\,\mathrm{mm};\\
&R=100\,\mathrm{mm};\quad \rho=68.44999\,\mathrm{mm};\\
&C=34.86960°;\quad 2C=69.73278°。
\end{aligned}\right\}\tag{12}$$

图 2 表示用这些参数计算 F^*_{120}、F^*_{200}(图 2(*a*))、F^*_{020}、F^*_{300}(图 2(*b*))的结果，其残余象差都很小，符合瑞利判据，因而结果是满意的。

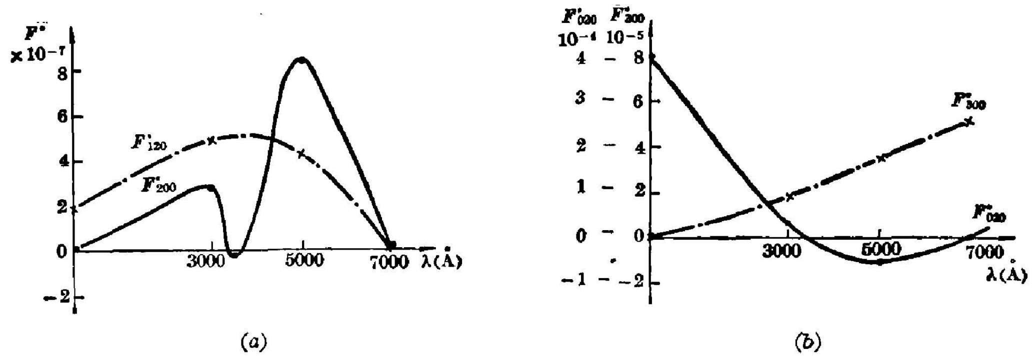

图 2　F^* 计算结果图

Fig. 2　Computing results of F^*

参 考 文 献

[1] H. Noda, T. Namioka; *J. Opt. Soc. Am.*, 1974, **64**, No.8, (Aug.), 1043.
[2] 增田文男，野田英行，波冈武；«分光研究»，1978, **27**, No.3, 211.
[3] D. Lepère; *Nouv.Rev. Optique*, 1975, **6**, No. 3, (Mai-Juin), 173.

Procedure of determining the proper recording parameters of toroidal holographic gratings

ZHUANG KUI
(*Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica*)

(Received 30 October 1981, revised 16 June 1982)

Abstract

A calculation method is developed for producing an aberration-reduced toroidal holographic grating used in a Seya-Namioka monochromator. Procedure of determining the proper recording parameters is described. The theoretical results show the availability of the present calculation method.