

# 用傅里叶变换法测试平面衍射光栅 的分辨特性

林 中

秦文红

(浙江大学光学仪器系) (北京工业学院物理系)

## 提 要

本文提出了测试平面衍射光栅的分辨特性的新方法,用干涉法测量光栅衍射的波阵面的相位,得出衍射波阵面的三维波面图,并用所取得的相位数据作傅里叶变换求得其在谱面上的光谱衍射斑——光谱线像的强度分布,并可据此确定半宽度值和分辨极限。文中叙述了这一新方法的优点、基本原理和实验方法,并给出应用这方法测量一批光栅所得结果中的两个例子,结果表明,与通常所用直接扫描光谱线法所测结果相符合。

关键词: 分辨率, 衍射, 光栅, 波前。

## 一、引 言

分辨率是衍射光栅最重要的光谱特性之一,而光栅的实际分辨率,即它能达到的理论分辨率值的百分比则取决于光栅自身的制造质量。光栅的实际分辨率又决定着它作为色散元件的分光仪器所可能达到的最小分辨极限。因此,光栅的使用者和制造者都需要检测和评价衍射光栅的分辨特性,了解有关光栅质量的信息。

检测衍射光栅分辨率的方法常采的有用两种:

### 1. 半宽度法

根据光电探测装置记录的谱线像的强度分布,求出半宽度值,作为该待测光栅的分辨极限<sup>[1]</sup>。这种方法比较简单、直观,但存在两个缺点。其一是仪器函数的影响。其二是无法从测试结果获得有关光栅缺陷的信息。对制造光栅者来说只知道待测光栅特性的好坏,但不能将光栅在制造过程中产生的各种疵病和测得的分辨特性联系起来,因而这个方法对改善光栅质量意义不大,只对光栅使用者有益。

### 2. 干涉图法

这种方法是光栅制造单位常用的,虽能获得有关光栅缺陷的信息,但仍然不能将光栅的缺陷和光谱线强度分布直接客观地对应起来,而且对光栅的分辨特性只能是估计。为此,有人提出检测光栅的分辨率必须同时用这两种方法<sup>[2]</sup>。英国的NPL就是这样做的,在给出待测光栅的谱线强度分布曲线时并附有一张干涉图。

为克服上述两种方法各自的局限性,本文提出了一种检验平面衍射光栅分辨率的新方法。这种方法是根据Stroke在60年代初期提出的基本原理<sup>[3]</sup>,应用近代的波阵面检测技

术和计算机技术来实现的。首先用数字波面干涉仪测量待测光栅产生的衍射波阵面的相位,得到了能显示光栅缺陷的衍射波面的三维图形以及准确的波面变形的数据;而后用所得数据进行快速傅里叶变换计算,获得光谱线像的强度分布,求出半宽度值。本方法不仅只需进行一次测量就可获得光栅缺陷及分辨率两方面的信息,而且使得二者之间的关系更清晰,且又不需应用光谱仪器,没有狭缝函数的影响,因此,测量精度更高。

## 二、基本原理

Stroke 提出的基本原理是:经光栅衍射形成的衍射斑——谱线像上的强度分布,是光栅衍射波阵面的复振幅分布的傅里叶变换的模的平方。为了表达这一原理,我们定义参考系统如图 1。设平面  $(x, y)$  为光栅衍射形成的光谱衍射斑所在的像平面,  $x, y$  是光栅衍射波阵面的空间频率坐标,  $x$  轴平行于色散方向,  $z$  轴是光栅衍射主光线方向。在波阵面一侧,设平面  $(u, v)$  为光瞳平面且平行于  $(x, y)$  平面,  $u$  轴为色散方向。 $E(x, y)$  为光谱衍射斑上任一点  $P(x, y)$  处的光复振幅,则根据 Stroke 的原理可表示为:

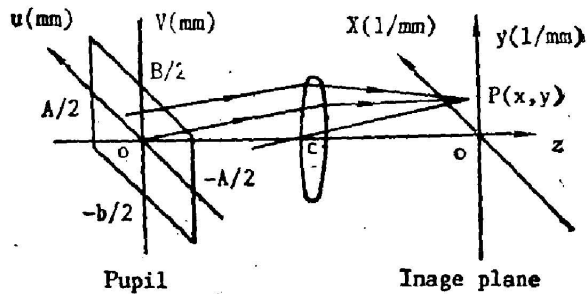


Fig. 1 The schematic diagram of the coordinate system of Stroke's principle

$$E(x, y) = \exp[i(\omega t - \phi)] \int_{-A/2}^{+A/2} \int_{-B/2}^{+B/2} g(u, v) \exp[ik\Delta(u, v)] \times \exp[-i2\pi(ux + vy)] du dv, \quad (1)$$

式中  $g(u, v) \exp[ik\Delta(u, v)]$  是平面  $(u, v)$  上光瞳内衍射波阵面的复振幅分布。由于光栅的制造不完善引起的振幅  $g(u, v)$  变化远小于相位  $k\Delta(u, v)$  的变化,而且在检测光栅时入瞳是均匀照明的,于是,可近似地认为衍射波阵面上强度是均匀分布的,即  $g(u, v)$  可视为常数  $C_1$ 。令常数  $C = C_1 \exp[i(\omega t - \phi)]$ , 则(1)式可改写如下

$$E(x, y) = C \int_{-A/2}^{+A/2} \int_{-B/2}^{+B/2} \exp[ik\Delta(u, v)] \exp[-i2\pi(ux + vy)] du dv, \quad (2)$$

式中  $k\Delta(u, v)$  就是由光栅缺陷引起的衍射波阵面像差,这可由衍射波阵面和参考标准平面间的相位差测量出来。一般在光谱仪器中或是检测光栅用的分光装置中,都是将光栅作为整个光学系统的光瞳,因而积分限  $A$  和  $B$  即为由待测光栅所限的光瞳尺寸。所以光谱衍射斑的光强度分布  $I(x, y)$  可求得,即

$$I(x, y) = E(x, y) \cdot E^*(x, y). \quad (3)$$

从(2)式可见,这个方法所需进行的就是沿着光瞳内的波阵面测量  $k\Delta(u, v)$  值,它可用与测量其它光学元件类似的干涉法测得。

## 三、实 验

实验是在本系研制的实时数字波面干涉仪上进行的,其结构框图示于图 2。它的光学系

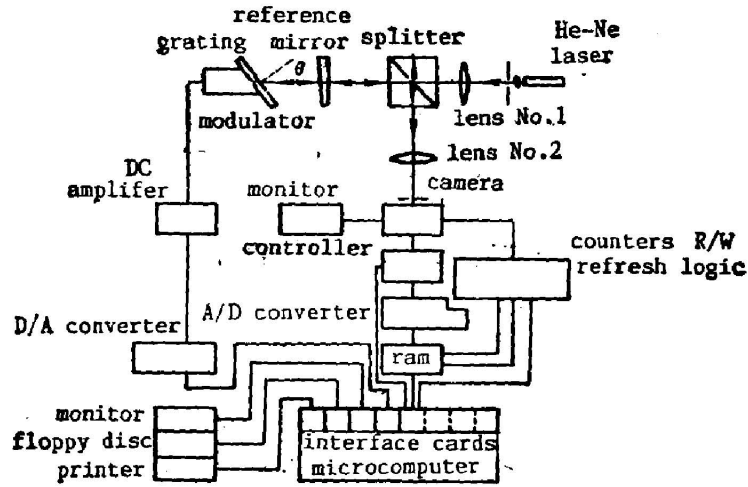


Fig. 2 The schematic diagram of the real time digital interferometer system

统有两种型式：泰曼-格林型和斐索型，能够很方便地从一种型式转变成另一种。用稳频的氦-氖激光波长 633 nm 作为光源。参考镜用压电晶体实现调制。检测器是由计算机控制的摄像管。待测波阵面和参考波面产生的干涉图成像在摄像管的靶面上，由计算机控制对靶面扫描进行采样，并采用重复扫描技术以提高信噪比。计算机采样、运算后可实时在显示器的屏幕上显示三维的波面面型图，也可输出到绘图仪上绘出，或将数据输出到打印机。这台干涉仪的孔径是 80 mm，精度是  $(\lambda/40)$  灵敏度是  $(\lambda/100)$ 。

测量平面光栅的衍射波阵面时值得注意的问题是光栅的设置。在垂直光栅刻槽的平面内，必须使光栅大面的法线和干涉仪光轴的夹角  $\theta$  和由光栅方程决定的衍射角  $\theta$  相符合，即

$$2d \sin \theta = m\lambda, \quad (4)$$

式中  $d$  是待测光栅的光栅常数， $m$  是要检测的衍射波阵面的级次， $\lambda$  是干涉仪所用光源的波长。我们测量的一批光栅其刻槽密度是 1200 l/mm  $m=1$ ，因而  $\theta=22^\circ 19'$ 。实验先用泰曼-格林系统对两块光栅反复进行测量，所得结果和用直接扫描法所得谱线像强度分布进行比较，证明了这个方法的可行性。其后又用斐索系统对十块光栅进行了测量。

测量中所采得的  $kA(u, v)$  值除输出到绘图仪外，还输到另一台计算机，用快速傅里叶变换作前面所提出的公式(2)的数值计算，从而求得光谱衍射斑的复振幅分布  $B(x, y)$  和强度分布  $I(x, y)$ 。

还要提出的是，通常光谱线像的强度分布是对波长而言的，而上面所讲的  $I(x, y)$  其横、纵坐标却是空间频率，因而还必须根据空间频率和波长的对应关系将坐标改过来。由于  $x$  轴平行于色散方向，而  $x$  方向上的强度分布才反映光栅的分辨特性，因此下面只给出谱面上  $y=0$  时  $x$  方向上以波长为横坐标的强度分布。

#### 四、结 果

测量所用的光栅是北京第二光学仪器厂提供的。光栅的刻划宽度是 50 mm，刻槽长度

30 mm, 刻槽密度 12001/mm。所有光栅又都用长春光机所的分辨率测试专用光谱仪测试过。下面仅举二块光栅的测量和计算结果做为例子。光栅 A 和 B 的第一级衍射波面的三维波面图及等高线图分别示于图 3(a)、3(b)。

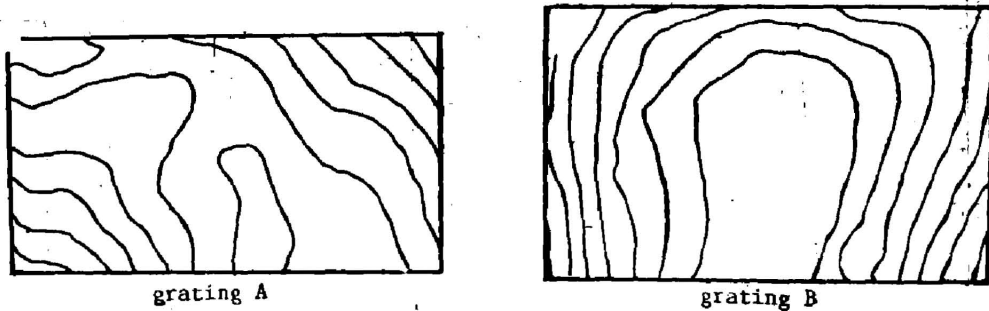


Fig. 3 (a) The contour map of the wavefront diffracted by the grating A and B  
 $\lambda=632.8\text{nm}$ ; diffraction order  $m=1$ ; the space of  $CPD=\lambda/20$

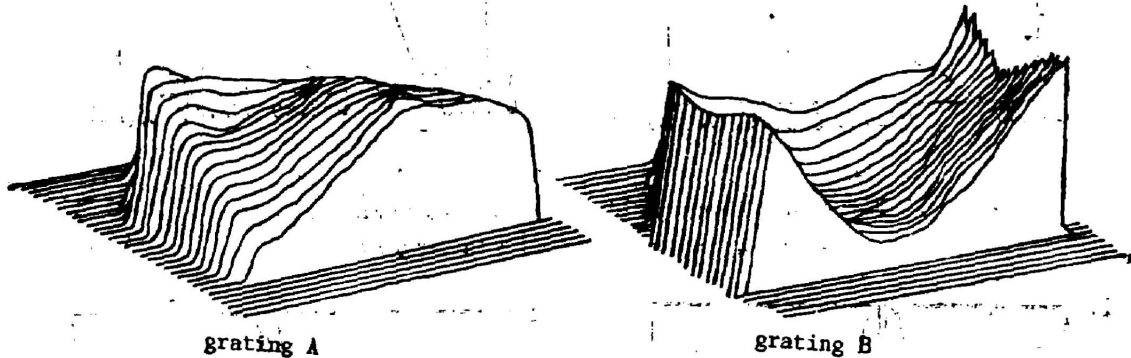


Fig. 3 (b) The 3D-shape graph of the wavefront diffracted by the grating A and B  
 $\lambda=632.8\text{nm}$ ; diffraction order  $m=1$ ; the maximum  $CPD=0.3501$

根据前面所述由傅里叶变换计算得到的光栅 A 和 B 的光谱线像相对强度分布  $I(\Delta\lambda)$  分别示于图 4。其中  $\Delta\lambda=\lambda-\lambda_0$ ,  $\lambda_0$  是所用氮-氛激光光源的中心波长。

从上图可以看到, 光栅的缺陷往往导致次极大不对称地增强。图 4(b) 中光栅 B 的次极大相对强度已达 20%, 而这时谱线的半宽度并未显著增大。这个结果和 G. W. Stroke 及其它光栅研究者的结论是一致的<sup>[2,3]</sup>。

为了和半宽度法直接扫描的光谱线像相比较, 还须进行下述换算。首先由于长春光机所的专用光谱仪是采用汞灯波长 546 nm 的谱线作为光源, 必须根据 Stroke 所提出的“衍射光斑相似律”和“衍射光斑缺陷变化律”<sup>[2,3]</sup>, 将对 633 nm 计算所得结果换算成对 546 nm 的相对强度分布。计算过程中假定光栅基板误差可忽略(事实上, 基板误差通常都  $<\lambda/10$ )。其次直接扫描法有狭缝函数的影响, 因而必须根据半宽度法测量时规定的狭缝宽度及其相应的三角函数, 将直接变换所得结果与之卷积, 即

$$I(\lambda) = I(\lambda)_{\text{算}} \otimes I(\lambda)_{\text{狭缝}} \quad (5)$$

由计算得到的对 546 nm 波长的、卷积了正常缝宽的光谱线像相对强度分布示于图

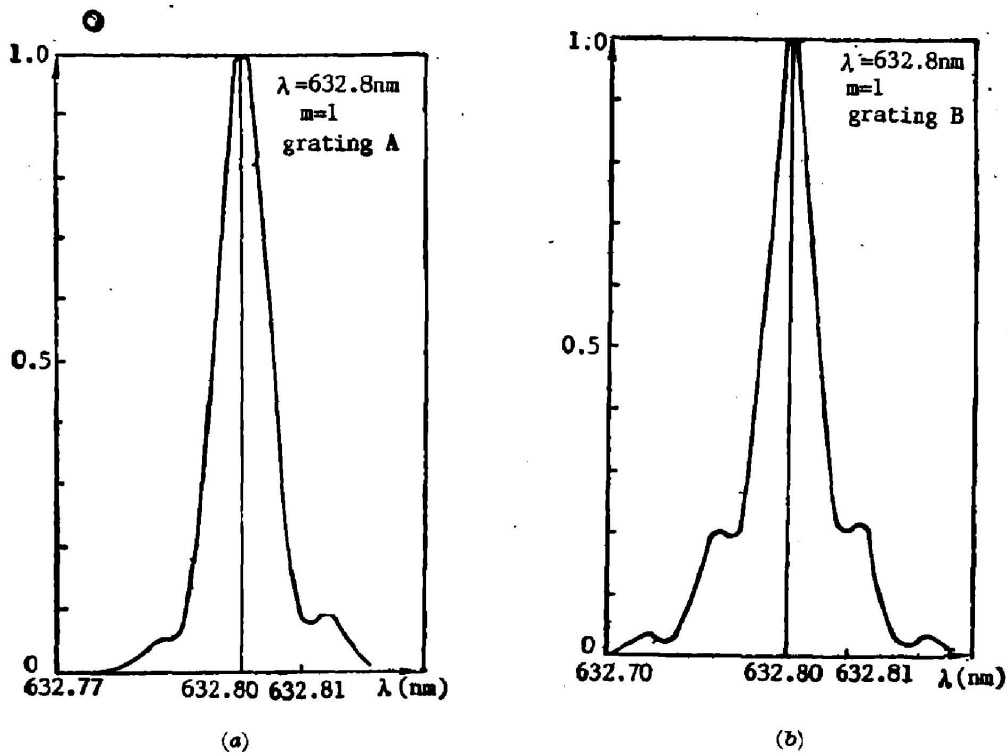


Fig. 4 The intensity distribution of the spectral line by the grating A and B obtained with our method

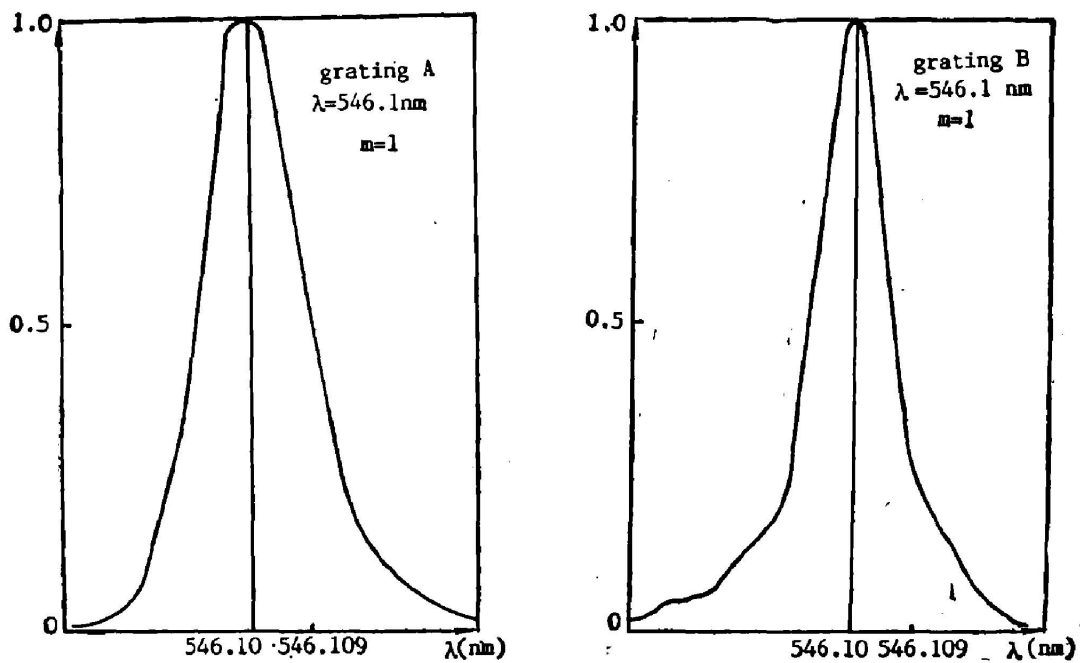


Fig. 5(a) The instrumental profile of grating A and B obtained with the direct scanning

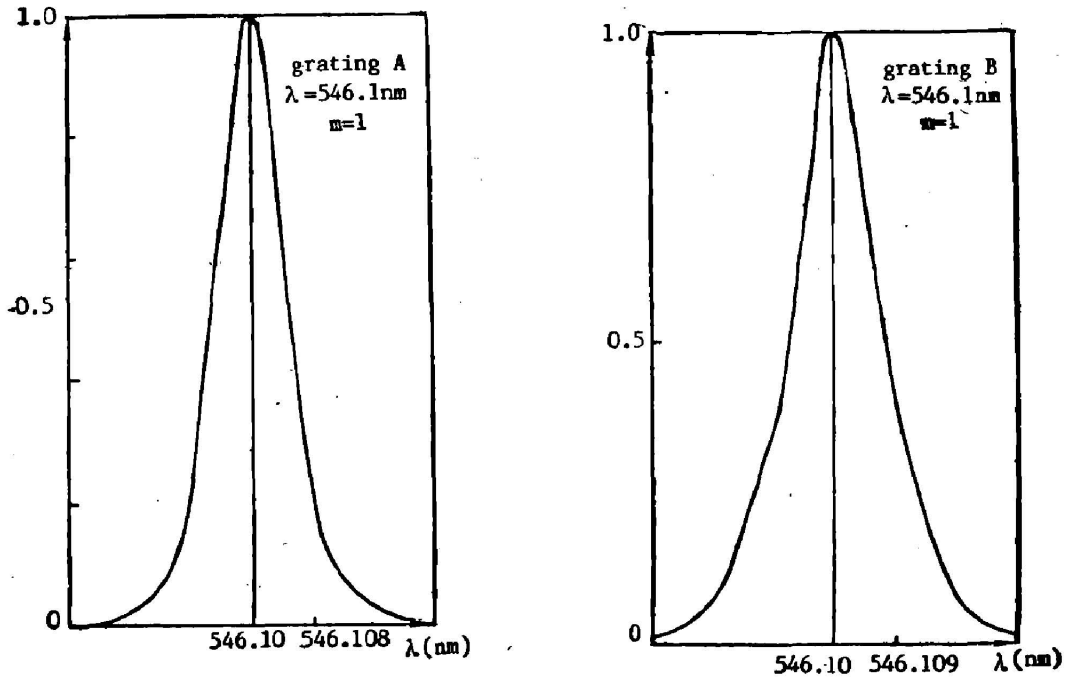


Fig. 5 (b) The intensity distribution of spectral line by the grating A and B obtained with our method

5(b); 在长春光机所由直接扫描得到的曲线示于图 5(a), 比较图 (a) 和图 (b), 可以看出计算所得和直接扫描的结果相符合。

## 五、结 论

由一批光栅的实验结果, 不仅证明了本文的新方法的可行性, 还系统分析了实验结果的精度。分析表明, 半宽度值误差  $< 2.5\%$ , 次极大相对强度误差  $< 3\%$ 。

该法不仅如前面所讲的只要一次测量就可获得光栅缺陷和分辨特性两方面的信息; 而且从所有光谱线像的相对强度分布图中可以看出, 由于没有仪器函数的影响, 次极大的增强能够突出地显示出来, 这对研究提高光栅质量是很重要。这就为研究光栅各型疵病和光栅分辨特性之间的关系提供了有力的手段。作者认为本文介绍的方法原则上也可以应用于凹面光栅的分辨率测试\*\*。

作者感谢北京第二光学仪器厂提供了测试用的光栅, 并深切感谢长春光机所孙景椿同志为本文作了直接扫描的曲线。还对本系杨国光副教授、曹天宁副教授的支持表示真诚的感谢。

\* 限于篇幅, 精度分析将另文发表。

\*\* 上述研究成果目前正在进一步仪器化。

## 参 考 文 献

- [1] M. C. Hutley; *«Diffraction Gratings»*, (Academic press Inc., London, 1982), 129~132.  
[2] J. F. Verrill; *Opt. Acta*, 1981, 28, No. 2 (Feb), 177~185.  
[3] G. W. Stroke; *«Handbuch der Physik XXIX»*, (Springer, Berlin, 1967), 510~549.

### A novel method for evaluating the resolution of plane diffraction gratings

LIN ZHONG

CHIN WENHONG

(Optical Instrument Department      (Physics Department Beijing  
Zhejiang University, Hangzhou)      Institute of Technology)

(Received 16 February 1987; revised 30 November 1987)

#### Abstract

This paper presents a novel method for evaluating the resolution of a plane diffraction grating. The phase of wavefront diffracted by a grating under test is measured with interferometry and a graph of 3D-shape of the diffracted wavefront is obtained. The the Fourier transform is carried out by the algorithm of FFT and the intensity distribution in spectral diffraction pattern and the half width of the spectral image are determined. The advantages, fundamental principle and the experimental technique of this novel method are described, the results of experiments and computation are presented too. They are in good agreement with the results obtained by the method commonly used.

**Key words:** resolution; diffraction; grating; wavefornt.