

doi:10.3788/gzxb20144311.1105002

浸入式光栅衍射强度图样研究

唐茜^{1,2}, 邱跃洪¹, 赵葆常¹, 陈立武³

(1 中国科学院西安光学精密机械研究所 空间光学技术研究室, 西安 710119)

(2 中国科学院研究生院, 北京 100039)

(3 中国科学院上海技术物理研究所, 上海 200083)

摘 要: 基于浸入式光栅与普通光栅的特性差异, 推导了浸入式光栅的光栅方程, 研究了浸入式介质吸收对单缝衍射和多光束干涉强度分布的影响, 得到经修正的单缝衍射因子和多光束干涉因子, 推导出存在介质吸收情况下的光强分布公式. 分析结果表明: 该公式更具有普适性, 单缝衍射强度分布公式、多缝衍射强度分布公式以及平行平板多光束干涉强度分布公式均为该修正公式的特殊情况.

关键词: 光学设计; 光谱仪; 理论分析; 浸入式光栅; 光栅方程; 介质吸收; 光强分布

中图分类号: TH744.1

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2014)11-1105002-7

Research of the Immersion Grating Diffraction Pattern

TANG Qian^{1,2}, QIU Yue-hong¹, ZHAO Bao-chang¹, CHEN Li-wu³

(1 Xi'an Institute Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China)

(2 Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(3 Shanghai institute of technical physics of the Chinese academy of sciences, shanghai 200083, China)

Abstract: Based on the difference between normal grating and immersion grating, the immersion grating equation was deduced. Immersion medium absorption was studied as the reason of the single slit diffraction and the change of the multiple beam interference intensity distribution. The correction factors of single slit diffraction and multiple beam interference were concluded, and the intensity distribution formula considering the medium absorption was deduced. The formula is more general and the single slit diffraction intensity distribution formula, the multi-slit diffraction intensity distribution formula and the parallel-plate multiple beam interference intensity distribution formula are special cases of the correction formula.

Key words: Optical design; Spectrometer; Theoretical analysis; Immersion grating; Grating equation; Medium absorption; Intensity distribution

OCIS Codes: 050.1950; 050.2770; 300.6190; 160.4670

0 引言

大气痕迹气体探测和天文观测任务要求设备具有超高光谱分辨率^[1-4], 基于光栅的色散型光谱仪是目前最主要的设备类型^[5-6]. 这就要求作为核心部件的衍射光栅具有极高的光谱分辨本领. 传统光栅主要依靠增大衍射级次和提高光栅刻线总数来实现高分辨率, 但高的衍射级次会导致光栅常数变大, 最终光谱仪尺寸重量大幅增加^[2], 使其在航空航天领域的应用受到诸多限制. 浸入式光栅^[7-9]为衍射光栅与棱镜(浸入式介

质)相结合^[10-12], 与相同面尺寸的非浸入式光栅相比, 可将分辨率提高 n 倍(n 为介质的折射率). 本文对浸入式光栅光栅方程进行了理论推导, 并讨论了介质吸收对光强分布影响, 得出修正后的光栅光强分布公式.

1 浸入式光栅光栅方程推导

以浸入式光栅为核心的成像光谱仪是获得高分辨率光谱的重要手段, 具有重要应用价值^[10]. 文献^[12]对浸入式光栅的光栅方程仅从物理概念简单描述后直接给出具体公式, 即

基金项目: 国家自然科学基金(No. 61178033)资助

第一作者: 唐茜(1986—), 女, 博士研究生, 主要研究方向为偏振光谱成像技术研究. Email: tang_qian@126.com

导 师: 邱跃洪(1968—), 男, 研究员, 博士, 主要研究方向为信号与信息处理, 光电成像技术. Email: yhqiu68@opt.ac.cn

收稿日期: 2014-01-22; **录用日期:** 2014-04-25

<http://www.photon.ac.cn>

$$m\lambda = d \cdot n \cdot (\sin \theta_i + \sin \theta_o) \quad (1)$$

式中 λ 为工作波长, θ_i, θ_o 分别为入射角、出射角, d 为光栅常数, n 为光栅折射率, m 为衍射(光谱)级次. 文献[12]认为: 由于透射介质的折射率相对于空气提高了 n 倍(n 为介质折射率), 相当于将光波长缩小至 $1/n$, 即 $m\left(\frac{\lambda}{n}\right) = d \cdot (\sin \theta_i + \sin \theta_o)$, 把 n 移到等号右侧即成为式(1); 相当于将光栅常数增大了 n 倍, 即 d 变成 nd . 本文按照普通光栅方程的推导原理对浸入式光栅进行讨论

图 1, $\overline{AO}, \overline{DO'}$ 为相邻两束入射光, 与光栅分别交于点 O, O' , 入射角为 θ_i , 出射角为 θ_o , 则相邻两束光的光程差为

$$\Delta = (\overline{DO'} - \overline{AO})n + (\overline{EO'} - \overline{BO})n - \overline{CB}$$

过点 O 做的垂线 $\overline{DO'}$, 交于点 F , 过点 B 做 $\overline{OO'}$ 的平行线, 交于点 G . $\overline{OO'} = d$, d 为光栅常数. 则 $n(\overline{DO'} - \overline{AO}) = \overline{OF} = \overline{OO'} \times \sin \theta_i = nd \cdot \sin \theta_i$, 过点 B 做 $\overline{OO'}$ 平行线, 交 $\overline{EO'}$ 于点 G , 过 B 点做 $\overline{EO'}$ 的垂线, 则 $\overline{EO'} - \overline{BO} = \overline{EG}$
 $\frac{\overline{WO}}{\overline{WO'}} = \frac{\overline{WO}}{\overline{WO'}} = \left[\frac{\overline{AO}}{\cos(\theta_i - \theta_o)} \right] / \left[\frac{\overline{AO}}{\cos(\theta_i - \theta_o)} + \overline{EG} \right]$

所以

$$n\overline{EG} = \frac{nds \sin \theta_i}{\cos(\theta_i - \theta_o)}$$

过点 E 做 \overline{BB} 的垂线, 交于点 C , 则 $\overline{BC} = \overline{BE} \sin \angle BEC$, 根据折射率公式 $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$, 可得

$$1 \cdot \overline{BC} = n\overline{EQ} = n[\overline{BQ} \tan(\theta_i - \theta_o)] = nd \frac{\cos \theta_o \sin(\theta_i - \theta_o)}{\cos(\theta_i - \theta_o)}$$

$$n\overline{EG} - \overline{BC} = nd \frac{1}{\cos(\theta_i - \theta_o)}$$

$$[\sin \theta_i - \cos \theta_o \sin(\theta_i - \theta_o)] = nd \sin \theta_o$$

所以

$$m\lambda = \Delta = d \cdot n \cdot (\sin \theta_i + \sin \theta_o) \quad (2)$$

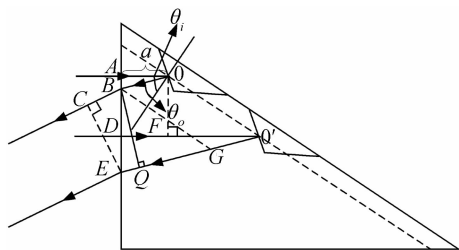


图 1 浸入式光栅工作原理

Fig. 1 Schematic diagram of the Immersion grating

2 浸入式光栅光强分布

工作在空气中的非浸入式光栅光强分布, 是单缝衍射及在 P 点产生的 N 个振幅相同、相邻光束相位差相等的多光束干涉的共同作用结果, 光强分布为^[13]

$$I(P) = I_0 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \left[\frac{\sin \frac{N}{2} \delta}{\sin \frac{1}{2} \delta} \right]^2 \quad (3)$$

式中 $\left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)$ 是单缝衍射因子, $\left[\frac{\sin \frac{N}{2} \delta}{\sin \frac{1}{2} \delta} \right]$ 是多缝干涉因

子, δ 是相位差. 对于光线始终在空气中传播的普通光栅可以不考虑介质吸收, 但浸入式介质(棱镜介质)的材料多种多样(硅折射率 3.4, 锗折射率 4)^[14], 它们或多或少对光会产生吸收, 造成各相干衍射光的强度不相等, 从而影响最终的光谱分布.

2.1 修正单缝衍射因子

假设透光介质单位距离的透过系数为 t , 单缝缝宽为 a , $\left[-\frac{a}{2}, \frac{a}{2} \right]$, 单缝边缘处 $(-a/2)$ 处光线振幅为 \tilde{E} , 相位为 0, 以原点为基准与单缝边缘距离 x_1 处的强度为 $\tilde{E} t^{[x(x_1 + a/2)]/f}$, 相位为 $e^{-ikx_1/f}$, 令 $t_1 = t^{x/f}$, 则单缝衍射在 P 点的光场复振幅为

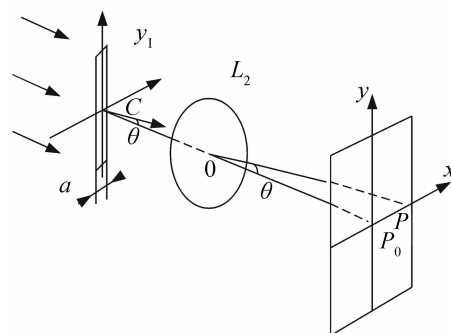


图 2 单缝衍射示意图

Fig. 2 Single slit diffraction diagram

$$\begin{aligned} \widetilde{E}(P) &= \tilde{E} \int_{-a/2}^{a/2} t_1 \left(x_1 + \frac{a}{2} \right) \cdot e^{-ikx_1/f} dx_1 = \\ &= \frac{1}{\ln(t_1) - i \frac{kx}{f}} \left[t_1 \left(x_1 + \frac{a}{2} \right) \cdot e^{-ikx_1/f} \right]_{-a/2}^{a/2} = \\ &= \frac{a}{a \cdot \ln(t_1) - i(2\alpha)} (t_1^a e^{-i2\alpha} - e^{i2\alpha}) \end{aligned} \quad (4)$$

则

$$I(P) = |\widetilde{E}(P)| \cdot |\widetilde{E}(P)|^* = I_0 \frac{4t_1^a \sin^2 \alpha + (t_1^a - 1)^2}{4\alpha^2 + (a \cdot \ln t_1)^2} \quad (5)$$

$\widetilde{E}_0 = \tilde{E} \cdot a$, $I_0 = |\widetilde{E}_0|^2 \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot R$ (T_1, T_2 分别为空气/介质和介质/空气界面的透过率, R 为光栅面反射率), $\alpha = kxa/2f = \pi a \sin \theta / \lambda$, θ 为衍射角, $\frac{4t_1^a \sin^2 \alpha + (t_1^a - 1)^2}{4\alpha^2 + (a \cdot \ln t_1)^2}$ 为修正后的单缝衍射因子. 特殊的, 当 $t=1$ 时 $t_1=1$, 即透光介质无吸收, 则

$$I(P) = I_0 \frac{4t_1^a \sin^2 \alpha + (t_1^a - 1)^2}{4\alpha^2 + (a \cdot \ln t_1)^2} = I_0 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \quad (6)$$

上式即为普通非浸入式单缝衍射光强分布.

2.2 修正多光束干涉因子

设图 1 中的 AO 为到达第一狭缝的入射光,则 DO' 为到达第二狭缝的入射光,光栅常数为 d ,光束 AO

单缝衍射后,经反射从界面出射的光强为,则考虑介质吸收的多缝衍射光强分布为

$$\begin{aligned} \widetilde{E}(P) &= \int_t \widetilde{E}(t) e^{-ikx_1/f} dx_1 = \widetilde{E}' \left[\int_{-a/2}^{a/2} t_1^{(x_1+a/2)} e^{-ikx_1/f} dx_1 + \int_{d-a/2}^{d+a/2} t \cdot t_1^{(x_1+a/2)} e^{-ikx_1/f} dx_1 + \dots \int_{(N-1)d-a/2}^{(N-1)d+a/2} t^{N-1} \cdot \right. \\ &\quad \left. t_1^{(x_1+a/2)} e^{-ikx_1/f} dx_1 \right] = \widetilde{E}' [1 + t \cdot e^{-i\delta} + t^2 \cdot e^{-i2\delta} + \dots + t^{N-1} \cdot e^{-i(N-1)\delta}] \int_{-a/2}^{a/2} t_1^{(x_1+a/2)} e^{-ikx_1/f} dx_1 = \quad (7) \\ &\quad \widetilde{E}' \cdot \frac{(t_1^a e^{-i2\alpha} - e^{i2\alpha})}{a \cdot \ln(t_1) - i(2\alpha)} \cdot \frac{t^N \cdot e^{-iN\delta} - 1}{t \cdot e^{i\delta} - 1} \end{aligned}$$

$$I(P) = [\widetilde{E}'(P)] \cdot [\widetilde{E}'(P)]^* = I_0 \cdot \frac{4t_1^a \sin^2 \alpha + (t_1^a - 1)^2}{4\alpha^2 + (a \cdot \ln t_1)^2} \cdot \frac{4t^N \left[\sin \frac{N\delta}{2} \right]^2 + (1 - t^N)^2}{4 \cdot t \cdot \left[\sin \frac{\delta}{2} \right]^2 + (1 - t)^2} \quad (8)$$

$\widetilde{E}_0 = \widetilde{E}' \cdot a, I_0 = |\widetilde{E}_0|^2 \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot R, \delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta$, 称 $\frac{4t_1^a \sin^2 \alpha + (t_1^a - 1)^2}{4\alpha^2 + (a \cdot \ln t_1)^2}$ 为修正多光束干涉因子,即存在介质吸收的修正多缝衍射强度分布公式.

图 3、图 4 及图 5 分别为入射光强度为 1, $T_1 = T_2 = R = 1$ 的条件下 $N=10, 100$ 及 1 000 时,透过系数 $t=1, 0.9, 0.1$ 时的多光束强度分布,其中图 3(d)、图 4

(d)及图 5(d)为 $t=0, 1$ 时的局部放大图.三种透过系数下的极值分布一致,强度随 t 减小而减小;同时当 $t \neq 1$ 时出现直流分量,且其随 t 的减小而增大,相同透过系数下,直流分量随缝数 N 的变化不大,对于 $t=0.1$,直流分量绝对值保持在 $0.2 \sim 0.25$.交流分量的变化远大于直流分量而该分量对于工程应用是十分重要的.

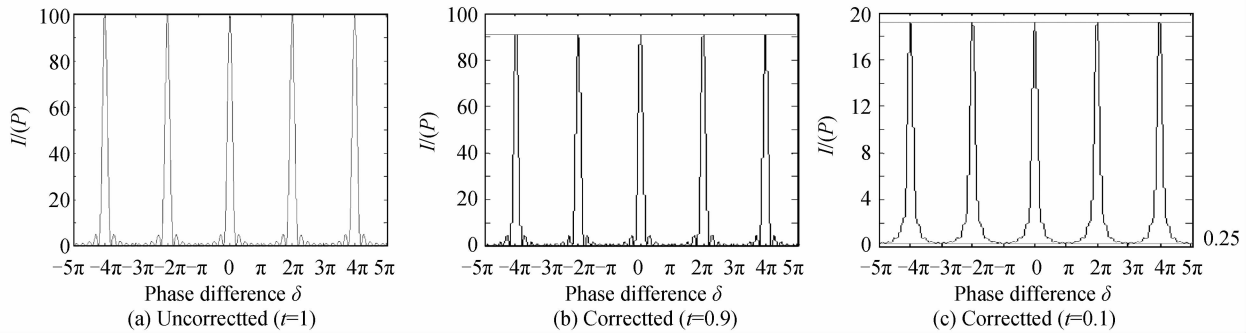
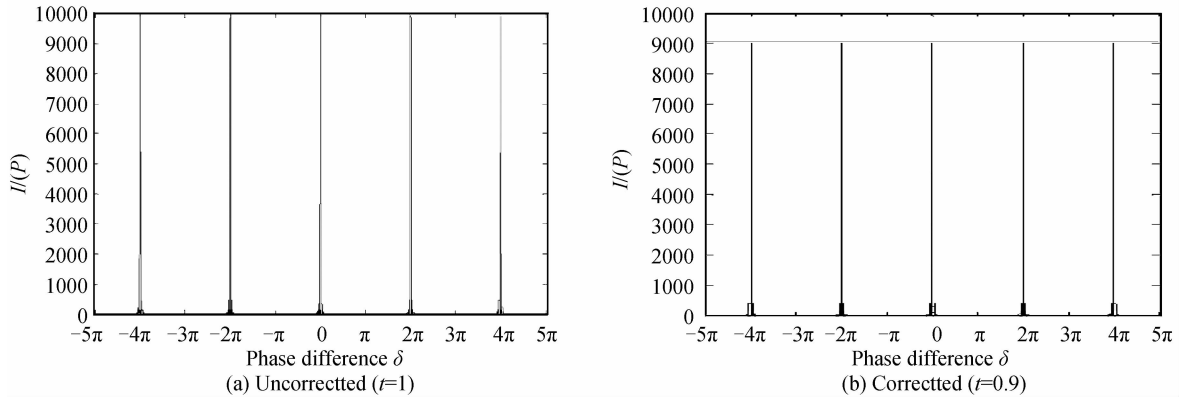


图 3 多光束干涉因子强度分布对比($N=10$)

Fig. 3 The intensity distribution of multiple beam interference factors($N=10$)



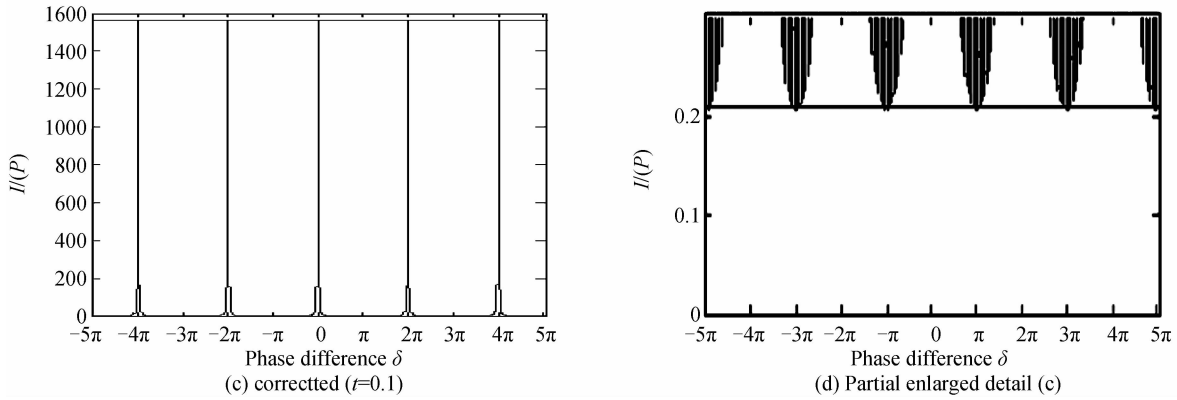


图 4 多光束干涉因子强度分布对比 (N=100)

Fig. 4 The intensity distribution of multiple beam interference factors(N=100)

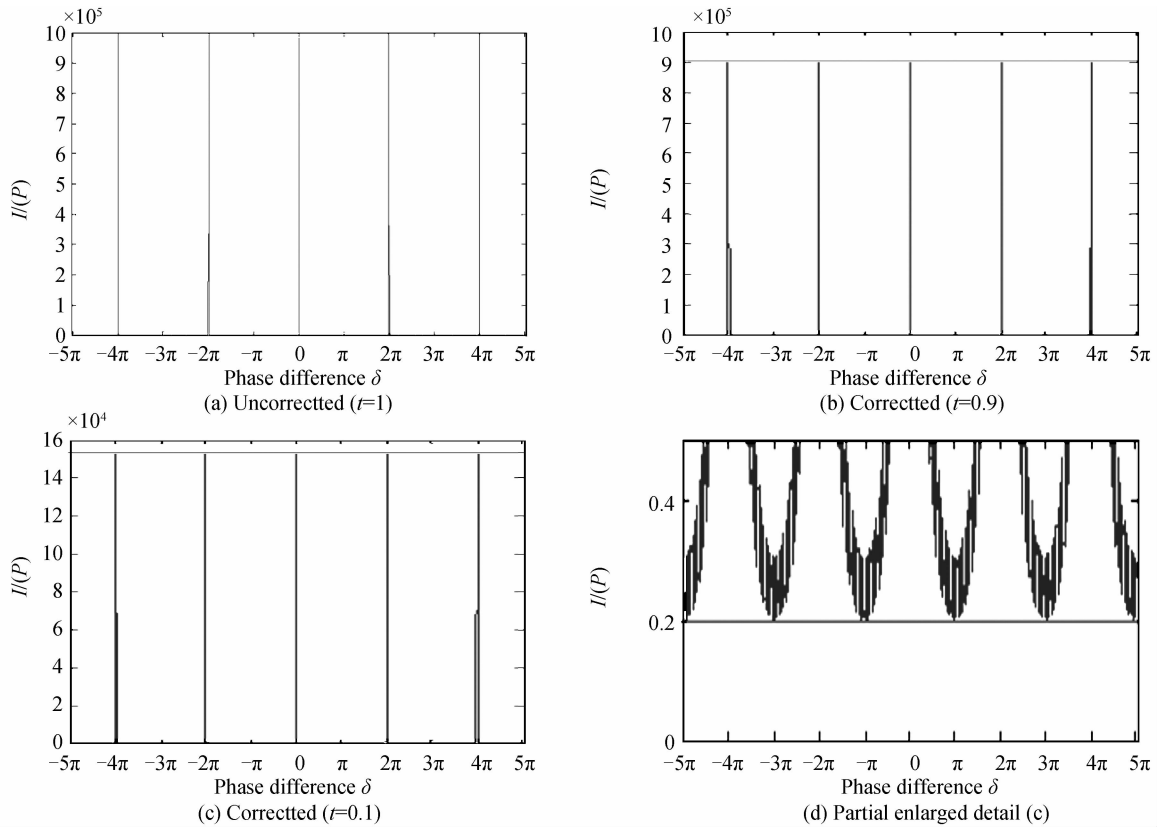


图 5 多光束干涉因子强度分布对比 (N=1000)

Fig. 5 The intensity distribution of multiple beam interference factors(N=1000)

3 几种强度分布关系的分析及对比

3.1 修正后的公式与单缝衍射公式的关系

当 $N=1, t=1 (t_1=1)$ 时式(8)化为 $I(P) = I_0 \cdot$

$$\frac{4t_1^a \sin^2 \alpha + (t_1^a - 1)^2}{4a^2 + (a \cdot \ln t_1)^2} \cdot \frac{4 \cdot t^N \cdot \left(\sin \frac{N\delta}{2}\right)^2 + (1-t^N)^2}{4 \cdot t \cdot \left(\sin \frac{N\delta}{2}\right)^2 + (1-t)^2} =$$

$I_0 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha}\right)^2$, 即为单缝衍射强度分布公式^[15].

1)关于未修正公式极值及强度的分析^[14]

(i)极值. 中央主极大值:当 $\alpha=0$ 时,单缝衍射因子

为中央主极大;极小值:当 $\alpha=m\pi$ 时,单缝衍射因子为

极小值;相邻暗 $\Delta\theta = \frac{\lambda}{a \cos \theta}$;

(ii)强度: $\lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha}\right)^2 = 1$.

2)关于修正公式极值及强度的分析

(i)极值. 中央主极大值:当 $\alpha=0$ 时,单缝衍射因子为中央主极大值;极小值:当 $\alpha=m\pi$ 时,单缝衍射因子为极小值;相邻暗 $\Delta\theta = \frac{\lambda}{a \cos \theta}$;

(ii)强度. $\left[\frac{4t_1^a \sin^2 \alpha + (t_1^a - 1)^2}{4a^2 + (a \cdot \ln t_1)^2}\right]_{\alpha \rightarrow 0} = \frac{(t^a - 1)^2}{(a \cdot \ln t_1)^2}$.

当 $t=1$ 时, $\lim_{\alpha \rightarrow 1} \frac{(t^\alpha - 1)^2}{(\alpha \cdot \ln t)^2} = 1$.

以上分析可知:本质上决定条纹极值的因素为 α , 因此修正公式与未修正公式的条纹极值点是一致的, 不因介质吸收而改变. 图 6 为入射光强度为 1, $T_1 = T_2 = R = 1$ 条件下不同缝宽及透过系数的强度分布, 可

知 (a)、(b)、(c) 包络位置均一致; 决定条纹主极大强度的因素为透过系数 t 及缝宽 a , 因此 1) 中(ii) 可认为是 2) 中(ii) 的特殊情况. 图 6(a) 与 (b) 为不同透过系数导致的强度差异; 图 6(b)、(c) 为不同单缝宽度导致的强度差异.

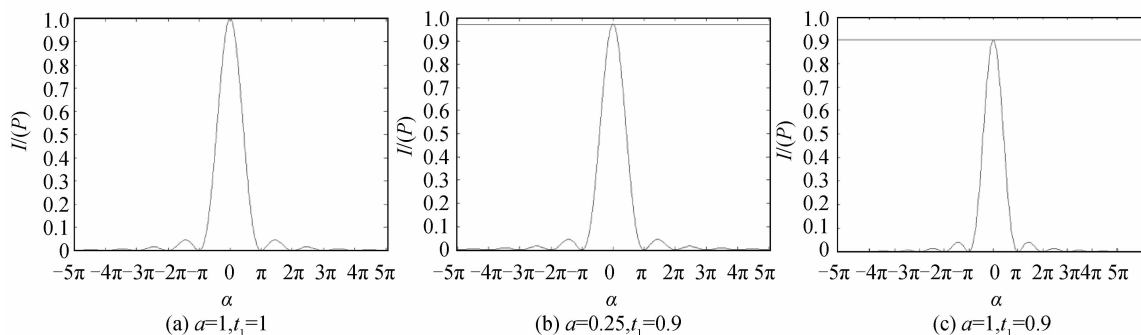


图 6 单缝衍射强度分布
Fig. 6 Single slit diffraction intensity distribution

3.2 修正后的多缝衍射公式与原始多缝衍射公式的关系

当 $t=1$ 时, 即介质没有吸收, 则式(8)变为

$$I(P) = I_0 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \left[\frac{\sin \frac{N\delta}{2}}{\sin \frac{\delta}{2}} \right]^2 \quad (9)$$

即为常见的未修正多缝衍射公式^[14].

1) 关于未修正公式的主极大点及强度分析^[14]

(i) 主极大点. 当 $d \sin \theta = m\lambda$, 即 $\delta = 2m\pi$ 时, 多光束干涉因子为主极大;

$$(ii) \text{ 强度. } \lim_{\delta \rightarrow 2m\pi} \left[\frac{\sin \frac{N\delta}{2}}{\sin \frac{\delta}{2}} \right]^2 = N^2$$

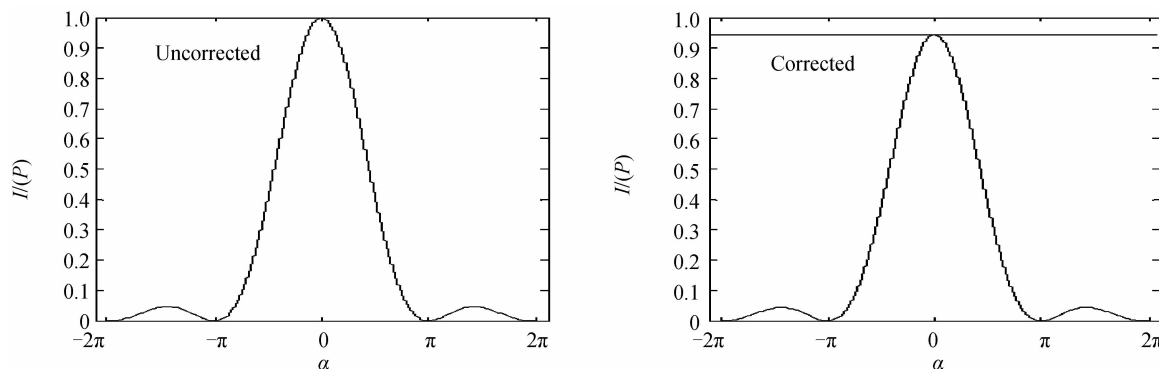
2) 关于修正公式的主极大点及强度数值分析

(i) 主极大点. 当 $d \sin \theta = m\lambda$, 即 $\delta = 2m\pi$ 时, 多光束干涉因子为主极大;

$$(ii) \text{ 强度. } \left[\frac{4 \cdot t^N \cdot \left(\sin \frac{N\delta}{2} \right)^2 + (1-t^N)^2}{4 \cdot t \cdot \left(\sin \frac{\delta}{2} \right)^2 + (1-t)^2} \right]_{\delta=2m\pi} =$$

$\frac{(1-t^N)^2}{(1-t)^2}$ 特殊的, 当 $t=1$ 时, $\lim_{\alpha \rightarrow 1} \left(\frac{1-t^N}{1-t} \right)^2 = N^2$.

图 7 是入射强度为 1, $T_1 = T_2 = R = 1, N = 500, t = 0.1, d = 3a, t_1 = t = 0.1$ 条件下原始多缝衍射公式与修正多缝衍射公式各因子强度分布对比. 通过分析可知: 本质上决定条纹位置的因素为相位差 δ , 因此修正后的公式与未修正公式的条纹极值点是一致的, 不因介质吸收而改变, 见图 7(c); 决定条纹主极大强度的因素为透过系数 t 及缝数 N , 因此 1) 中(ii) 可认为是 2) 中(ii) 的特殊情况, 见图 7(c). 当 $t \neq 1$ 时, 光强分布中出现直流分量, 且交流分量减小. 直流分量的大小及交流分量减小的程度与各衍射光的光强差有关.



(a) Comparison of single slit diffraction intensity distribution

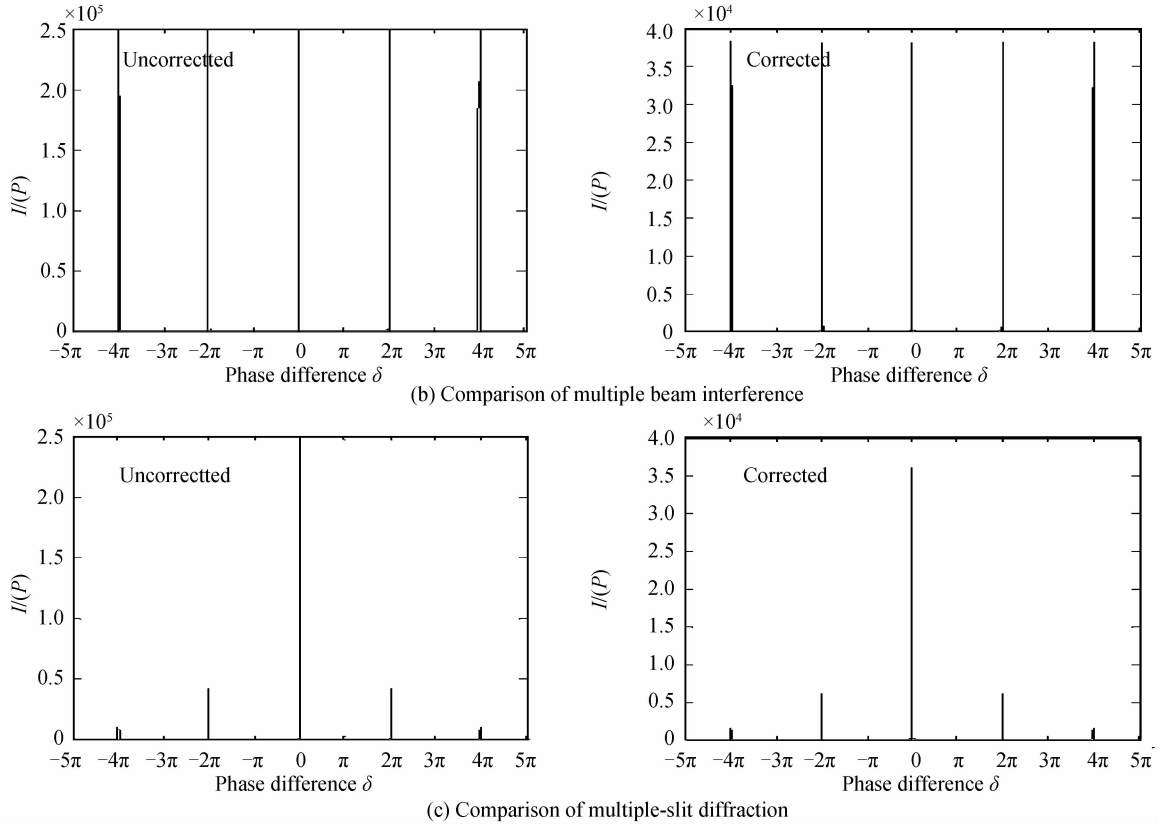


图7 原始多缝衍射公式与修正多缝衍射公式各因子强度分布对比

Fig.7 Comparison between uncorrected and corrected multiple-slit diffraction formula

3.3 修正公式与平行平板多光束干涉公式的关系

由于平行平板无单缝衍射因子,则式(8)化为

$$I(P) = [\tilde{E}(P)][\tilde{E}(P)]^* = I_0 \cdot \frac{4 \cdot t^N \cdot \left(\sin \frac{N\delta}{2}\right)^2 + (1-t^N)^2}{4 \cdot t \cdot \left(\sin \frac{\delta}{2}\right)^2 + (1-t)^2}$$

此时 $I_0 = |\tilde{E}'|^2$,与带有单缝衍射因子的光强分布相比缺少单缝缝宽系数.即

$$I(P) = [\tilde{E}(P)] \cdot [\tilde{E}(P)]^* = I_0 \cdot \frac{4 \cdot t^N \cdot \left(\sin \frac{N\delta}{2}\right)^2 + (1-t^N)^2}{4 \cdot t \cdot \left(\sin \frac{\delta}{2}\right)^2 + (1-t)^2} \quad (10)$$

当 $N \rightarrow \infty$ 时, $t^N \rightarrow 0$, 令 $F = \frac{4t}{(1-t)^2}$, 式(11)化为

$$I(P) = I_0 \cdot \frac{1}{4 \cdot t \cdot \left(\sin \frac{\delta}{2}\right)^2 + (1-t)^2} = I_0 \cdot \frac{1}{(1-t)^2} \cdot \frac{1}{\frac{4t}{(1-t)^2} \left(\sin \frac{\delta}{2}\right)^2 + 1} = I_0 \cdot \frac{1}{(1-t)^2} \cdot \frac{1}{F \left(\sin \frac{\delta}{2}\right)^2 + 1} \quad (11)$$

图8为透射光平行平板多光束干涉示意图, h 为平行平板厚度.将图中每条光线展开,则相邻两光束之间光程与相位均等差,这就类似浸入式光栅的结构(见

图9),相差单缝因素.这相当于将单位距离的透过系数累计为一点的反射率(即图8中每个反射点的反射率),此处 t 可认为是平行平板每一次反射时的反射率 R' ,用 R' 代替式(11)的 t , $I(P) = I_0 \cdot \frac{1}{(1-R')^2} \cdot$

$\frac{1}{F \left(\sin \frac{\delta}{2}\right)^2 + 1}$ 则对于平行平板的情况,式(12)中

$T_1 = T_2 = T, R = 1$, 则 $I_0 = I_i \cdot T^2$, 又因为 $T = 1 - R'^{[11]}$, 则 $I_0 = I_i \cdot (1-R')^2$, 得

$$I(P) = I_i \cdot (1-R')^2 \cdot \frac{1}{(1-R')^2} \frac{1}{F \left(\sin \frac{\delta}{2}\right)^2 + 1} = I_i \cdot \frac{1}{F \left(\sin \frac{\delta}{2}\right)^2 + 1} \quad (12)$$

式(12)即为平行平板透射光干涉场的强度分布公式^[13].当 $R = 0.5$ 时,平行平板多光束干涉透射光强分布如图10.

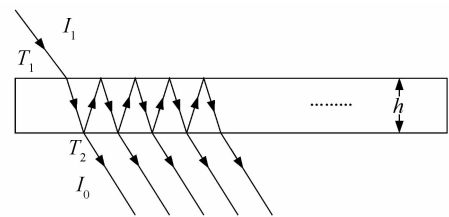


图8 平行平板形成的多光束
Fig.8 Multiple beam formed by Parallel plate

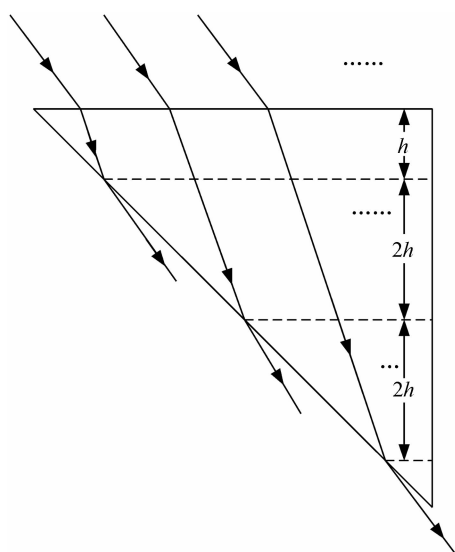
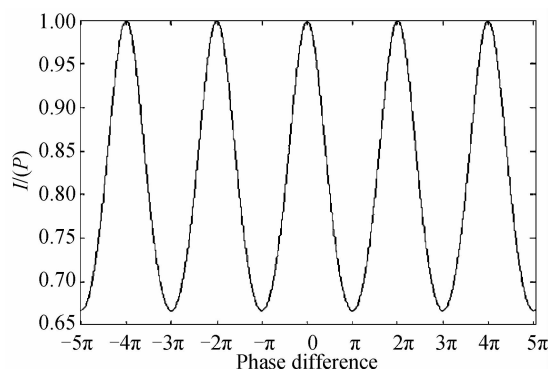


图9 将平行平板按照光路展开后的多光束

Fig. 9 The multiple beam of parallel plate according to the optical path

图10 $R=0.5$ 时多光束干涉光强分布(透射光)Fig. 10 Multiple beam interference intensity distribution ($R=0.5$, transmission light)

4 结论

推导了浸入式光栅的光栅方程. 在原有多缝衍射光强分布公式基础上, 考虑介质吸收的因素, 对光栅方程进行了修正, 包括单缝衍射因子修正和多光束干涉因子修正两部分. 分析了经修正后的多缝衍射光强分布公式与原多缝衍射、单缝衍射强度分布公式和平行平板多光束干涉公式之间的关系, 结果表明三者均为修正后的多缝衍射强度分布公式特殊条件下的简化形式; 单缝衍射与多缝衍射的条纹极值分布仅与相位有关, 而与介质吸收无关. 而条纹极值的大小与透过系数、单缝缝宽和缝数有关; 当考虑介质吸收时, 图像(输出信号)中产生直流分量, 同时交流分量变小. 两者均与吸收大小相关, 且都会降低仪器的动态范围与探测

灵敏度.

参考文献

- [1] XUE Qing-sheng. Design and study of limb sounder of atmospheric trace gas for spaceborne remote sensing[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2013, **42**(3): 271-277.
薛庆生. 空间遥感大气痕量气体临边探测仪设计与研究[J]. *光子学报*, 2013, **42**(3): 271-277.
- [2] XUE Qing-sheng. Optical design of spaceborne broadband limb sounder for detecting atmospheric trace gas[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2012, **41**(6): 632-637.
薛庆生. 星载宽波段大气痕量气体临边探测仪光学设计[J]. *光子学报*, 2012, **41**(6): 632-637.
- [3] YUK I S, DANIEL T J, STUART B, *et al.* Preliminary design of IGRINS (Immersion GRating INfrared Spectrograph) [C]. SPIE 2010, **7735**: 77351M-1~77351M-10.
- [4] HIROKAZU K, TAKEHIKO W, ITSUKI S, *et al.* Mid-infrared camera and spectrometer on board SPICA [C]. SPIE, 2012, **8442**: 84420Q-1~184420Q-9.
- [5] LIU Zhuang, GONG Yan, SHU Rong. Design and analysis of optical system for solar extreme-ultraviolet imaging spectrometer[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2012, **41**(6): 776-780.
刘壮, 巩岩. 太阳紫外成像光谱仪光学系统设计与分析[J]. *光子学报*, 2012, **41**(6): 776-780.
- [6] YUAN Li-yin, HE Zhi-ping, *et al.* Optical desing of a SWIR PGP imaging spectrometer[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2011, **40**(6): 831-834.
袁立银, 何志平, 舒嵘, 等. 短波红外棱镜-光栅-棱镜成像光谱仪光学系统设计[J]. *光子学报*, 2011, **40**(6): 831-834.
- [7] TOKUNAGA A T, BONDA T, JAFFE D T, *et al.* Silicon immersion grating spectrograph design for the NASA infrared telescope facility [C]. SPIE, 2008, **7014**: 70146A-1~70146A-11.
- [8] JIAN G, MCDAVITT D, ZHAO B, *et al.* Large format silicon immersion gratings for high resolution infrared spectroscopy [C]. SPIE, 2006, **6273**: 62732C-1~62732C-10.
- [9] AMERONGEN A H, VISSER H, VINK R J, *et al.* Development of immersed diffraction grating for the TROPOMI-SWIR spectrometer [C]. SPIE, 2012, **7826**: 78261D-1~78261D-8.
- [10] KUXMRNKO P J. Prospects for machined immersion gratings in the near-infrared and visible [C]. SPIE, 2006, **6273**: 62733S-1~62733S-7.
- [11] LUKE D K, JAFFE D T, OLEG A E, *et al.* Fabrication and testing of chemically micro machined silicon echelle gratings [J]. *Applied Optics*, 2000, **39**(7): 1094-1105.
- [12] MARSH J P, MAR D J, JAFFE D T. Production and evaluation of silicon immersion gratings for infrared astronomy [J]. *Applied Optics*, 2007, **46**(17): 3400-3416.
- [13] 梁铨廷. 物理光学[M]. 3版. 北京: 电子工业出版社, 2008: **130**, 197.
- [14] RATHGEN H, OFFERGAUS H L. Large bandwidth highly efficient optical gratings through high index materials [J]. *Optics Express*, 2009, **17**(6): 4268-4283.
- [15] 石顺祥, 王学恩, 刘劲松. 物理光学与应用光学[M]. 2版. 西安: 西安科技大学出版社, 2008: **69**, 142-143, 149.