

# 部分相干同步辐射照射下光栅分数塔尔博特效应

滑文强 边凤刚 宋丽 王劫

(中国科学院上海应用物理研究所, 上海 201204)

**摘要** 基于高斯谢尔光束的相干模式分解理论和波动光学,建立了部分相干同步辐射硬 X 射线光束通过光学器件的传播模型。模拟了微聚焦 X 射线光束照射下光栅的分数塔尔博特效应,得到了聚焦光束的光强分布和相干特性变化,并分析了散焦光束入射下的光栅自成像。然后通过模拟准直光束入射下的光栅塔尔博特效应,得到了不同传播距离处自成像条纹的变化情况,分析了影响光栅自成像条纹形状的因素。通过光栅衍射条纹测量同步辐射相干度,发现对矩形相位光栅来说,应该对衍射图样进行傅里叶分解,求出各级傅里叶系数随传播距离的变化曲线,从而得到入射光束相干特性。

**关键词** X 射线光学;同步辐射;分数塔尔博特效应;部分相干

**中图分类号** O434.19 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.0134001

## Fractional Talbot Effect of Phase Gratings Illuminated by Partially Coherent Synchrotron Radiation

Hua Wenqiang Bian Fenggang Song Li Wang Jie

(Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201204, China)

**Abstract** Propagation model of hard X-ray beams from partially coherent synchrotron source through different optical elements is proposed based on the coherent mode decomposition of Gaussian-Schell model and wave-front propagation. The fractional Talbot effect of phase gratings illuminated by focused partially coherent synchrotron radiation is simulated. Both the focusing beam's intensity distribution and the coherence properties are obtained. And the self-imaging of gratings illuminated by defocused beam is analyzed. The influences of different factors on the shape of Talbot images at different fractional Talbot distances are analyzed through the comparison of the self-imaging fringes in the diffraction pattern of gratings illuminated by collimated beam. The diffraction images of rectangular phase gratings are submitted to a Fourier transform procedure, yielding the Fourier coefficients of different orders as a function of propagation distance, and the information on the lateral coherence of the beam is obtained.

**Key words** X-ray optics; synchrotron radiation; fractional Talbot effect; partial coherence

**OCIS codes** 340.6720; 070.6760; 030.1640

## 1 引 言

光栅作为重要的光学衍射元件在可见光波段有非常广泛的应用,而光栅衍射最为突出的特征就是光栅塔尔博特效应<sup>[1]</sup>。近年来,随着同步辐射实验技术的发展,光栅塔尔博特效应在硬 X 射线波段领域也得到了越来越广泛的应用,如显微成像<sup>[2~6]</sup>、同

步辐射光束波前测量<sup>[7]</sup>和相干度测量<sup>[8~11]</sup>等。与此同时,人们也逐渐认识到,在相干实验中,对光束性质的定性定量描述和测量对实验过程的安排与控制及对实验数据的处理都是至关重要的。一方面,随着第 3 代同步辐射光源的发展以及第 4 代自由电子激光装置的建成,其输出的 X 射线光束的相干性也

**收稿日期**: 2012-07-13; **收到修改稿日期**: 2012-09-26

**基金项目**: 国家自然科学基金(11105215)资助课题。

**作者简介**: 滑文强(1983—),男,博士研究生,主要从事相干 X 射线传输和相干光束线的物理设计等方面的研究。

E-mail: huawenqiang@sinap.ac.cn

**导师简介**: 王劫(1963—),男,研究员,主要从事同步辐射应用和 X 射线光学工程等方面的研究。

E-mail: wangjie@sinap.ac.cn

在迅速提高,所以光源不能再被简单地描述成完全不相干<sup>[12]</sup>的面光源或者完全相干的点光源<sup>[13,14]</sup>,而应该考虑到其产生光束的小发散度即光源是部分相干的。另一方面,同步辐射光束需要经过单色器、狭缝、铍窗和聚焦镜等光学器件后才到达实验台,所以样品处光束的光强分布和相干性质也是由各光学器件来决定的。相应地,人们在同步辐射光束相干性测量<sup>[8~10,15~18]</sup>、分析光束相干特性<sup>[19,20]</sup>和为光束建立合理的模型方面<sup>[21~24]</sup>做了大量的工作。最近,高斯谢尔模型(GSM)被用来描述同步辐射中波荡器光源和 X 射线自由电子激光的光束特性<sup>[9,10,16,17,21,22]</sup>,但是其计算量很大。最新提出的 GSM 的相干模式分解(CMD)方法可以提高运算效率<sup>[16,17,21]</sup>。

本文将 GSM 的 CMD 方法扩展应用到模拟分析同步辐射光束经过光栅后的塔尔博特效应。模拟分析了聚焦镜对部分相干同步辐射光束的光强分布和相干性的改变情况,然后计算了散焦光束照射下相位光栅的塔尔博特效应,并分析了影响光栅塔尔博特自成像形状的因素,最后对通过光栅衍射条纹对比度测量同步辐射相干度做了模拟。

## 2 高斯谢尔光束的模式分解理论及分数塔尔博特效应

### 2.1 高斯谢尔光束的 CMD

在部分相干理论中,空间两点的光场的相关性是用互相干函数或互强度来描述的,其归一化函数表征光场的相干度<sup>[25]</sup>。在同步辐射光束中,X 射线光束的高时间相干性可由波荡器和单色器的使用获得,所以假设 X 射线光束是单色光。通常,同步辐射光源可以用一个能够产生类似统计特性光场的等效模型来代替,而 GSM 光束正是这样一种可以描述同步辐射场的光强分布和相干特性的部分相干光波场。一个平面 GSM 光源在物面上  $r_1$  和  $r_2$  两点的互强度可以描述为

$$J_S(r_1, r_2, 0) = [I(r_1)I(r_2)]^{1/2} \mu_S(r_2 - r_1), \quad (1)$$

式中在  $r_1$  和  $r_2$  两点的光强和复空间相干度分别为

$$I(r) = I_{0x}I_{0y} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{Sx}^2} - \frac{y^2}{2\sigma_{Sy}^2}\right), \quad (2)$$

$$\mu_S(r_2 - r_1) = \exp\left[-\frac{(x_2 - x_1)^2}{2\xi_{Sx}^2} - \frac{(y_2 - y_1)^2}{2\xi_{Sy}^2}\right], \quad (3)$$

式中  $I_{0x}$  和  $I_{0y}$  是沿  $x, y$  方向上的最大光强,设为 1。 $\sigma_{Sx}$  和  $\sigma_{Sy}$  是沿  $x, y$  方向上的光源大小的均方根值, $\xi_{Sx}$  和  $\xi_{Sy}$  是沿  $x, y$  方向的光源相干长度。

而部分相干统计平稳的光场,无论处于何种相干态,都可以被分解成一系列独立的相干模式<sup>[26]</sup>,即

$$J(r_1, r_2) = \sum_n \beta_n E_n^*(r_1) E_n(r_2), \quad (4)$$

式中  $E_n(r)$  为积分函数的本征方程,它们表征互不相干的相干模式, $E_n^*(r)$  表示其复共轭, $\beta_n$  为描述各模式权重的本征值。

由(4)式,相干模式  $E_n$  及其相应的本征值  $\beta_n$  可以被分解到  $x, y$  方向上,即

$$J(x_1, x_2) = \sum_n \beta_n^x E_n^*(x_1) E_n(x_2), \quad (5)$$

式中  $E_n, \beta_n^x$  可以被描述成高斯厄米模式<sup>[27]</sup>:

$$\beta_n^x / \beta_n^y = \left(\frac{2\sigma_{Sx} - \delta_{Sx}}{2\sigma_{Sx} + \delta_{Sx}}\right)^n = \left\{ \frac{1}{(q_x^2/2) + 1 + q_x [(q_x/2)^2 + 1]^{1/2}} \right\}^n, \quad (6)$$

$$\text{式中 } \frac{1}{\delta_{Sx,y}^2} = \frac{1}{(2\sigma_{Sx,y})^2} + \frac{1}{\xi_{Sx,y}^2}, q_x = \frac{\xi_{Sx}}{\sigma_{Sx}}, \beta_n^x = \frac{\sqrt{8\pi} I_{0x} \sigma_{Sx} \delta_{Sx}}{2\sigma_{Sx} + \delta_{Sx}},$$

$$E_n(x) = \left(\frac{k}{\pi z_x^{\text{eff}}}\right)^{1/4} \frac{1}{(2^n n!)^{1/2}} H_n\left(\sqrt{\frac{k}{z_x^{\text{eff}}}} x\right) \times \exp\left(-\frac{k}{2z_x^{\text{eff}}} x^2\right), \quad (7)$$

式中  $H_n(x)$  是  $n$  阶厄米多项式, $z_x^{\text{eff}} = k\sigma_{Sx}\delta_{Sx}$ 。光场各模式的传播是根据菲涅耳公式来计算的,即

$$E_n(u, z_1) = \int_{\Sigma} E_n(r, z_0) P_z(u - r; \omega) dr, \quad (8)$$

$$P_z(u - r) = \frac{\exp\left[\frac{ik}{2z}(u - r)^2\right]}{i\lambda z}, \quad (9)$$

式中  $\lambda$  为辐射波长, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  是波数。

当 X 射线光束传播经过光学器件时,通过的光场表达为

$$E_{\text{out}}(r, z) = T(r) E_{\text{in}}(r, z),$$

式中  $T(r)$  为光学器件的复振幅透射率函数,它描述了光学器件对透过光场的振幅和相位调制。

### 2.2 分数塔尔博特效应

相干照明的任何周期性物体后面一定距离处,都会周期性地出现该物体的像,这种效应就是塔尔博特效应<sup>[28]</sup>。如果用波长为  $\lambda$  的单色平面波照射周期为  $d$  的光栅,在光栅后的塔尔博特距离处会周期性地出现光栅的像,通常把塔尔博特距离表示为  $z_T$ ,即  $z_T = 2d^2/\lambda$ 。在整数倍的塔尔博特距离处,即  $z = nz_T, n = 1, 2, 3, \dots$ , 时,都会出现自成像效应,

这种效应也叫整数塔尔博特效应。近年来人们发现了分数塔尔博特效应,即  $z$  不在整数塔尔博特距离处也能自成像,一般是  $z = p z_T / q$ , 其中  $p$  和  $q$  是互质的两个整数,这种效应通常称为分数塔尔博特效应。当  $z = (m - 1/2) d^2 / 4\lambda$ ,  $m = 1, 2, 3, \dots$ , 时,都能够出现自成像,并且像的周期是光栅周期的 2 倍<sup>[2,4,10,11,28]</sup>。

### 3 同步辐射照射下光栅的塔尔博特效应分析

为方便起见,使用和文献[21]中相同的波荡器光源 PETRA III(DESY),光源参数如表 1 所示。由于 GSM 的对称性以及光源在垂直方向上的高相干性,文中只模拟分析垂直方向上同步辐射 X 射线光束的光强分布和相干性。由于只有当权重小于 0.01 的模式被忽略时才能使 GSM 与其相干模式分解的差别很小,所以选用 8 个模式来进行模拟计算。如图 1 中实线所示,采用周期  $d = 4 \mu\text{m}$ , 占空比为 1:1 的矩形  $\pi$  相位光栅。X 射线经过光栅衍射后没有 0 级条纹,80% 的能量集中在  $\pm 1$  级上<sup>[5,6,28]</sup>。图 1 中虚线给出了光栅振幅透射率函数傅里叶展开后只包含  $\pm 1$  级的正弦相位光栅图样。

#### 3.1 微聚焦硬 X 射线照明下光栅塔尔博特效应

在同步辐射实验中,经过聚焦的 X 射线光束可以提高成像分辨率<sup>[9]</sup>。模拟分析了经透镜聚焦后的硬 X 射线照明下的光栅塔尔博特效应。光路示意

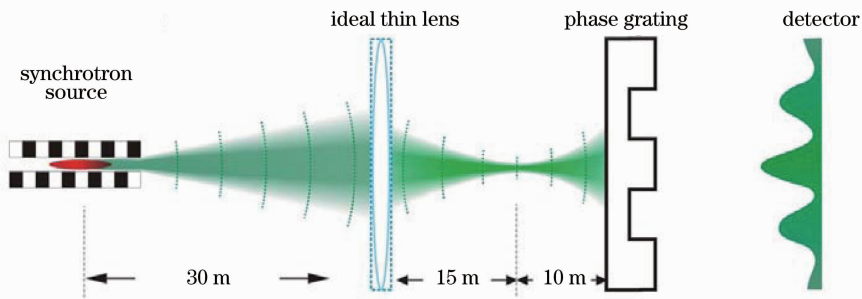


图 2 经聚焦后的同步辐射照射下光栅塔尔博特成像示意图

Fig. 2 Schematic diagram of grating Talbot imaging illuminated by focused synchrotron radiation

模拟了同步辐射光束经过透镜聚焦后,在聚焦平面附近以及一直到光栅处的光强分布和相干度分布,如图 3 所示。图 3(a)给出了透镜后 13 m 一直到平面光栅处的光强分布,可以清楚地看到同步辐射被聚焦及发散的过程。图 3(b)则给出了光束的相干度分布,可以看出随着 X 射线光束的聚焦和发散,其相干长度也在相应地减小和增加,这完全符合

表 1 高亮度同步辐射光源 PETRA III 参数

(5 m 波荡器,能量  $E = 12 \text{ keV}$ )

Table 1 Parameters of high brilliance synchrotron radiation source PETRA III (5 m undulator, energy  $E = 12 \text{ keV}$ )

Parameter	Value
Source size / $\mu\text{m}$	5.5
Source divergence / $\mu\text{rad}$	3.8
Transverse coherence length at the source / $\mu\text{m}$	4.53

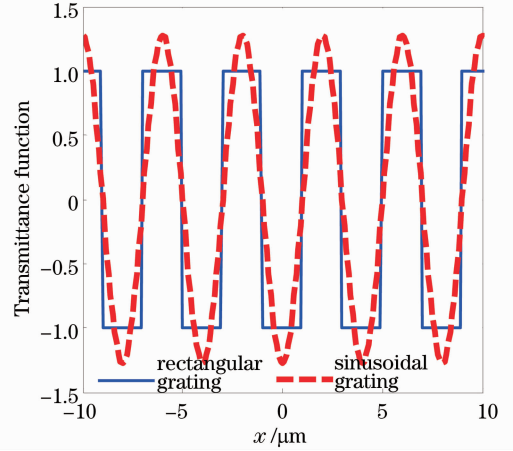


图 1 矩形和正弦相位光栅的透射率函数

Fig. 1 Transmittance function of rectangular and sinusoidal phase gratings

图如图 2 所示,在光源下游 30 m 处有一理想透镜,透镜焦距是 10 m,则由几何光学成像公式可知,光束会在透镜下游 15 m 处聚焦,焦平面后发散的光束经过 10 m 的传播后照射到光栅上,在光栅后自成像。

刘维尔定理<sup>[29,30]</sup>。

当焦平面后发散的光束经过光栅时,会出现分数塔尔博特自成像。对于平行入射光束来说,光束后分数塔尔博特自成像距离是  $z_m = m \frac{d^2}{8\lambda}$ ,  $m = 1, 3, 5, \dots$ , 自成像的周期是  $d' = \frac{d}{2}$ 。而当图 2 所示的发散光束入射时,由于光束的发散作用,实际自成像距离

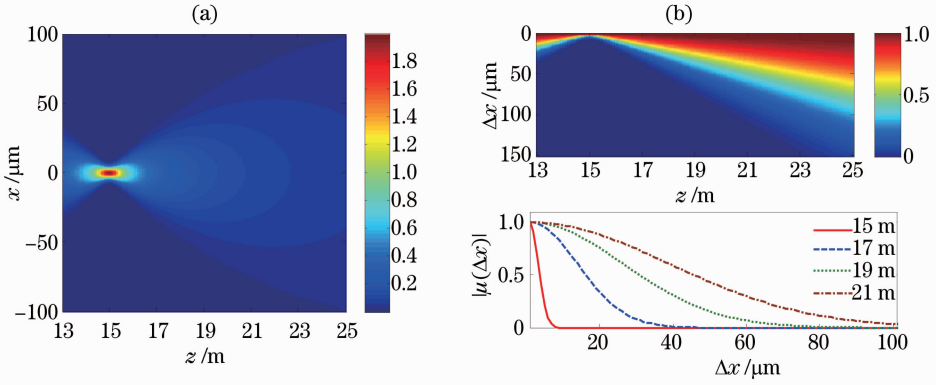


图 3 (a) 焦平面附近至光栅平面处的光强分布; (b) 焦平面附近及其后不同  $z$  处的复相干度的绝对值  $|\mu(\Delta x)|$   
 Fig. 3 (a) Beam's intensity distribution in the focal plane; (b) modulus of the complex degree of coherence  $|\mu(\Delta x)|$  at different distances  $z$

变为  $z_m^* = \frac{l}{l - z_m} z_m$ , 实际自成像周期变为  $d_m^* = \frac{l}{l - z_m} \frac{d}{2}$ 。

图 4(a) 给出了如图 3 中部分相干 X 射线发散光束入射时, 光栅后面的分数塔尔博特自成像。图 4(a) 中横坐标是光栅后光传播距离, 标注的地方是分数塔尔博特成像距离。图 4(b) 中给出了不同分数塔尔博特成像距离处光轴附近的衍射光强分

布, 可以看出随着自成像距离的增加, 条纹分布逐渐展开, 这是因为入射光束是发散的。而且从图 4(b) 中还可以看出条纹对比度随着自成像距离的增加在逐渐降低, 这是由于入射光束是部分相干光的缘故, 这一特点在成像和相干度测量方面都有分析和应用<sup>[5,6,8-11,28]</sup>。图 4(c) 给出了点光源照射下光栅分数塔尔博特自成像图, 与图 4(a), (b) 比较可以发现 GSM 在模拟分析同步辐射光束方面的优势, 它既能模拟光强分布也能分析相干特性。

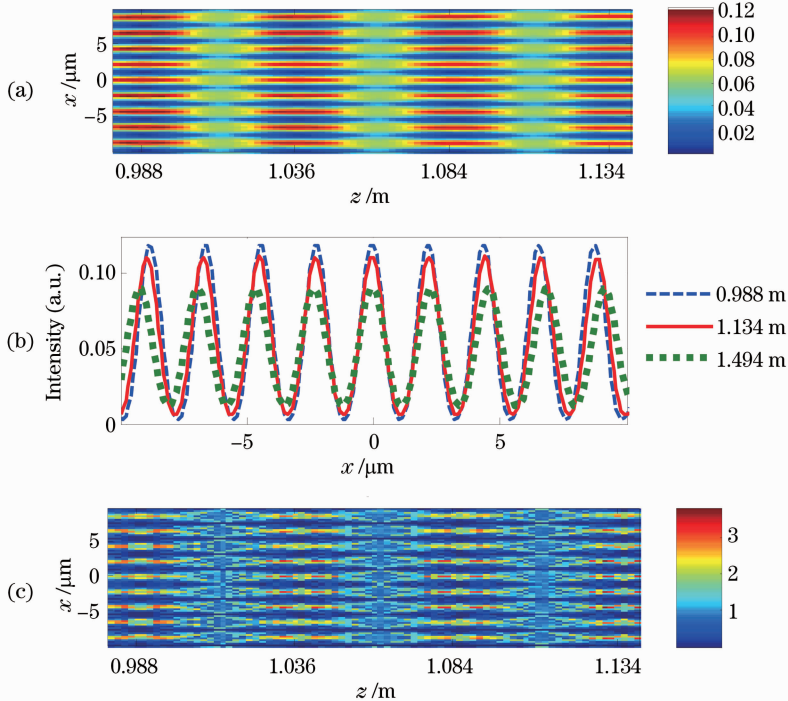


图 4 (a) 散焦光束通过光栅后的衍射光强分布; (b) 光栅后不同距离  $z$  处光轴附近的成像图;  
 (c) 点光源发出的光束通过光栅后的衍射光强分布

Fig. 4 (a) Diffraction intensity distribution of grating illuminated by defocused synchrotron radiation; (b) fractional Talbot images at different distances  $z$ ; (c) diffraction intensity distribution of grating illuminated by a point source

### 3.2 光栅分数塔尔博特自成像条纹分析

由于矩形光栅容易获得,所以在 X 射线塔尔博特干涉成像中一般使用矩形相位光栅<sup>[2]</sup>。对于矩形  $\pi$  相位光栅,一般只考虑  $\pm 1$  级衍射,物体  $\pm 1$  级衍射像产生  $\pm \lambda z/d$  的空间位移,在成像面上相干叠加,其自成像条纹可以近似为正弦曲线<sup>[5,6,8,11,28]</sup>。在文献[31,32]中提到,影响光栅自成像条纹的因素有光栅大小、衍射距离、观察区域大小和光栅周期等,而入射光束的部分相干性对光栅自成像条纹的

影响也是非常重要的因素<sup>[33]</sup>。在 X 射线相位衬度成像中,一般是对塔尔博特自成像正弦条纹进行分析,所以为了了解影响自成像条纹形状的因素,有必要对部分相干同步辐射照射下的光栅分数塔尔博特自成像条纹形状进行讨论。

为了方便分析,将同步辐射光束先经过理想透镜准直后再入射到光栅上,从而避免光束聚焦或发散而引起相应的条纹收缩或展宽,模型示意图及光束准直如图 5 所示。

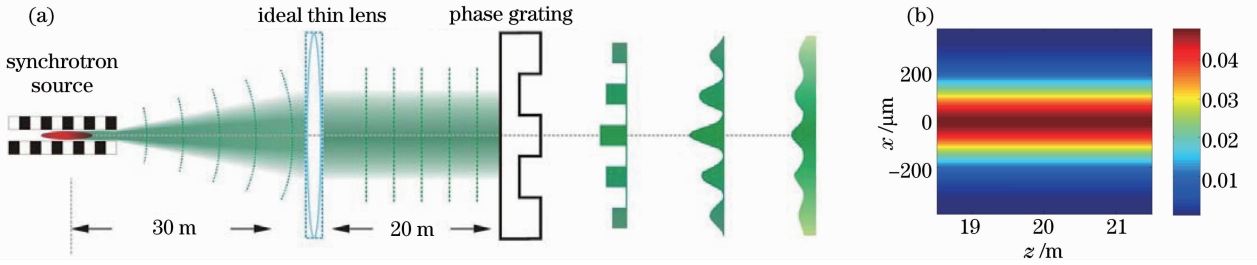


图 5 (a)经准直后的同步辐射照射下光栅塔尔博特成像示意图; (b)光束准直

Fig. 5 (a) Schematic diagram of diffraction intensity of grating Talbot imaging illuminated by collimated synchrotron radiation; (b) beam collimation

图 6(a)中给出了光栅后的衍射图样,从光强分布可以看出,对分数塔尔博特距离  $z_m = m \frac{d^2}{8\lambda}$  来说,当  $m$  为偶数时,得到的几乎是均匀的亮场,当  $m$  为奇数时,得到形状和对比度最好的条纹分布,周期为

$d/2$ , 就是分数塔尔博特像。如果使用图 1 所示的正弦相位光栅,则同样的同步辐射光束入射后的光栅衍射图样如图 6(b)所示,可以看出在整个衍射区光强分布恒为透射正弦相位光束的倍频像。

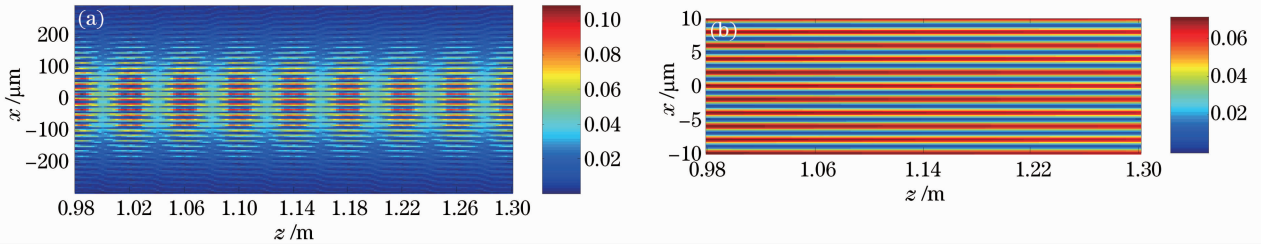


图 6 (a)矩形光栅的分数塔尔博特效应图; (b)正弦光栅的衍射图

Fig. 6 Diffraction patterns of (a) rectangular and (b) sinusoidal phase gratings

为了研究矩形  $\pi$  相位光栅的衍射图样中自成像条纹变化情况,如图 7 所示,给出了不同分数塔尔博特距离处的自成像条纹,可以清楚地看出,随着  $z$  的增加,光栅的衍射光强分布由理想的矩形倍频像不断发生形变,直到变成正弦形状,之后随着  $z$  的继续增加,正弦像的条纹对比度也在下降。

光栅上的塔尔博特效应是由于光栅各级衍射级次的光在光栅塔尔博特距离处重新相遇的结果,在模拟计算中,体现为菲涅耳衍射积分的结果。在实际情况下,由于光栅的实际大小或者光栅上光束实际照射区域的大小是有限的,所以当传输距离很小时,只有光栅面中分布范围相对较小的区域上发出

的光波才对衍射光强有贡献,因而实际光栅可视为无限大光栅,塔尔博特距离处的光栅的衍射是光栅塔尔博特像,即理想的矩形像。而随着传输距离的不断增大,光栅面对衍射光强有贡献的区域也在逐渐变大。当传输距离增大到一定值时,光栅被照明区域边缘就等效为加入一个截断函数,实际光栅的衍射可近似看作为无限大光栅的衍射和有限孔径衍射的卷积<sup>[31]</sup>。这一卷积效应使衍射光强分布偏离光栅塔尔博特像,逐渐成为正弦曲线。由文献[32]的分析结果可知,若要在一定塔尔博特距离  $z$  处,观察区域  $x \in [-X, X]$  内得到光栅的精确再现,需要光栅被照射区域的大小  $L_x > L_{x0} = 2(2\sqrt{\lambda z} + X + 10\lambda z/d)$ 。

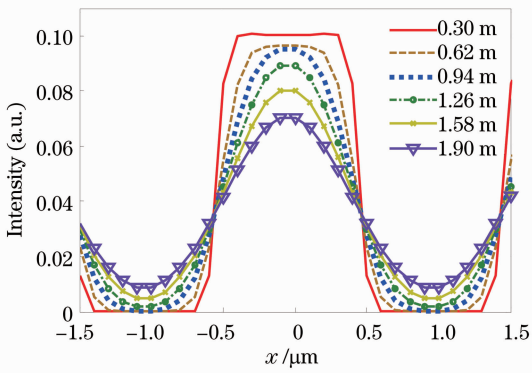


图 7 矩形光栅后不同距离  $z$  处的光轴附近的分布  
塔尔博特成像图样

Fig. 7 Fractional Talbot images obtained on rectangular grating at different distances

当传播距离进一步增加时,由图 7 可知,塔尔博特像的条纹对比度在降低,这是由于入射光束的部分相干性会使光栅衍射光强分布变得平滑<sup>[33]</sup>。

### 3.3 光栅塔尔博特效应测量光束相干度

众所周知,了解入射 X 射线光束的空间相干性对合理安排相干实验及数据处理至关重要。从图 4(b)和图 7 可知,入射光束的部分相干性会引起光栅塔尔博特成像条纹对比度随传播距离的增加而逐渐降低。这是因为对于矩形  $\pi$  相位光栅来说,X 射线经过光栅的衍射后,80% 的能量集中在  $\pm 1$  级上,所以通过光栅的光束可以被近似为两束光,分别偏折了  $\pm \lambda/d$ 。如图 8 所示,当光栅上某点分开的两束光传播  $z$  距离时,两束光之间的距离为  $2\lambda z/d$ ,

同时在光栅下游  $z$  平面上某点的干涉条纹也是由光栅面上相隔  $2\lambda z/d$  的两点发出的光波干涉的结果。光束上空间两点相干性的定量表征是由这两点所产生的干涉条纹的对比度来确定的<sup>[25]</sup>,所以光栅下游  $z$  处的条纹对比度近似等效于入射光束相隔  $2\lambda z/d$  的两点的关联程度,即相干度<sup>[8]</sup>。

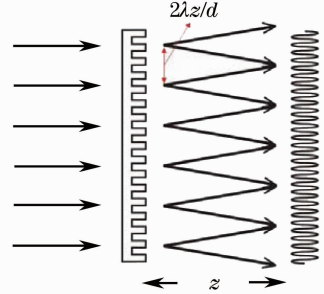


图 8 光栅干涉示意图

Fig. 8 Schematic diagram of grating interference

由对图 6(a)的分析可知,随着传输距离增加,矩形  $\pi$  相位光栅衍射光强的条纹对比度是伴随着快速振荡下降的,如图 9(a)中插图所示。文献[8]中提到,取条纹对比度曲线中分数塔尔博特距离处的最大值绘成曲线即为入射光束的条纹对比度。但是由给出的模拟结果可知,如图 9(a)所示,矩形相位光栅衍射图样的条纹对比度随传播距离的下降曲线并不完全等同于入射光束的相干度曲线。为了分析比较,如图 9(a)所示,模拟出了正弦相位光栅衍射图样的条纹对比度随传播距离的下降曲线,可以看出正弦相位光栅的条纹对比度曲线完全等同于入射

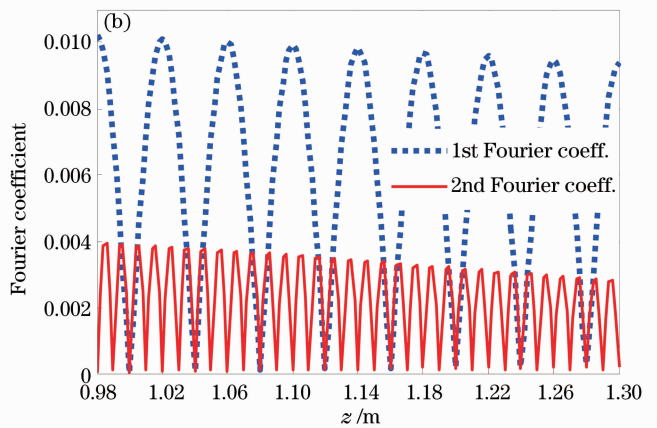
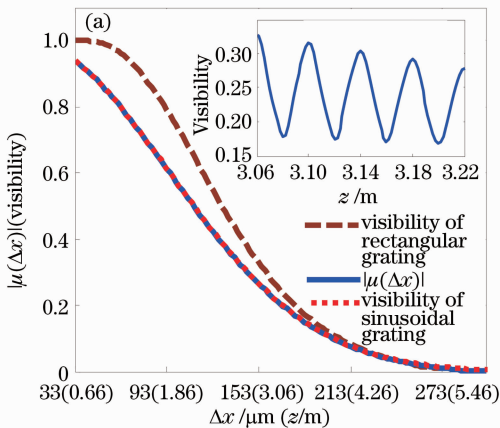


图 9 (a) 入射光束相干度随  $\Delta x$  的变化曲线以及矩形与正弦相位光栅衍射图样的条纹对比度随传播距离  $z$  的变化曲线;  
(b) 光栅衍射图样中一次和二次谐波的傅里叶系数随传播距离  $z$  的变化曲线

Fig. 9 (a) Coherence degree of incident beam as a function of beam separation  $\Delta x$ , fringe visibility of rectangular and sinusoidal phase grating diffraction pattern as a function of distance  $z$ ; (b) Fourier coefficients of the fundamental and second harmonic of grating's diffraction pattern as functions of distance  $z$

光束的相干度曲线。这种差异不难理解：正弦相位光栅的傅里叶频谱只包含 $\pm 1$ 级，所以透射光束完全被偏折到 $\pm \lambda/d$ 。对矩形相位光栅来说，虽然80%的能量集中在 $\pm 1$ 级上，但是在传播距离很小时，其他级次对条纹对比度的影响也是显而易见的，如图9(a)所示，只有当传播了一定距离后，其条纹对比度曲线才逐渐等同于相干度曲线。由以上分析可知，将矩形相位光栅衍射光强的条纹对比度直接等同于入射光束的相干度是不正确的。文献[10]提到，通过对矩形相位光栅的衍射光强做傅里叶变换来求其各级傅里叶系数随传播方向的变化曲线，如图9(b)所示，然后从各级傅里叶系数不同传播距离的最大值就可以求出入射光强的相干度。用这种方法计算出的入射光束的相干长度与理论值基本一致，从而通过模型的数值计算验证了这种方法的可行性。

## 4 结 论

将高斯谢尔光束的相干模式分解方法扩展应用到模拟分析同步辐射 X 射线光束照射下的光栅塔尔博特效应上。模拟了聚焦镜对同步辐射光束光强分布和相干性的改变情况，计算了散焦 X 射线光束入射下的光栅自成像，并分析了影响光栅塔尔博特自成像条纹的因素。模拟分析了通过光栅衍射条纹对比度测量同步辐射光束相干特性。为相关的实验设计、操作和数据分析提供了参考和依据，今后将进一步讨论同步辐射照射下光栅粗糙对光栅塔尔博特效应的的影响。

## 参 考 文 献

- H. F. Talbot. Facts relating to optical science[J]. *Phil. Mag.*, 1836, **9**(5): 401~407
- A. Momose, S. Kawamoto, I. Koyama *et al.*. Demonstration of X-ray Talbot interferometry[J]. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2003, **42**(7): 866~868
- A. Momose, W. Yashiro, Y. Takeda *et al.*. Phase tomography by X-ray Talbot interferometry for biological imaging[J]. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2006, **45**(6): 5254~5262
- M. Engelhardt, C. Kottler, O. Bunk *et al.*. The fractional Talbot effect in differential X-ray phase-contrast imaging for extended and polychromatic X-ray sources[J]. *J. Microscopy*, 2008, **232**(1): 145~157
- Huang Jianheng, Lin Danying, Liu Zhenwei *et al.*. Analysis and simulation of mid-energy X-ray grating phase contrast microscopy imaging[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(10): 1034001  
黄建衡, 林丹樱, 刘振伟等. 中能 X 射线光栅相衬显微成像分析及模拟[J]. *光学学报*, 2011, **31**(10): 1034001
- Liu Xiaosong, Li Enrong, Zhu Peiping *et al.*. Comparative analysis of phase extraction methods based on phase-stepping and shifting curve in grating interferometry[J]. *Chin. Phys. B.*

- 2010, **19**(4): 040701
- T. Weitkamp, B. Nöhammer, A. Diaz *et al.*. X-ray wavefront analysis and optics characterization with a grating interferometer [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2005, **86**(5): 054101
- F. Pfeiffer, O. Bunk, C. Schulze-Briese *et al.*. Shearing interferometer for quantifying the coherence of hard X-ray beams [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**(16): 164801
- T. Salditt, S. Kalbfleisch, M. Osterhoff *et al.*. Partially coherent nano-focused X-ray radiation characterized by Talbot interferometry[J]. *Opt. Express*, 2011, **19**(10): 9656~9675
- J. P. Guigay, S. Zabler, P. Cloetens *et al.*. The partial Talbot effect and its use in measuring the coherence of synchrotron X-rays[J]. *J. Synchrotron. Rad.*, 2004, **11**: 476~482
- P. Cloetens, J. P. Guigay, C. D. Martino *et al.*. Fractional Talbot imaging of phase gratings with hard X-rays [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(14): 1059~1061
- I. A. Vartanyants, I. K. Robinson. Origins of decoherence in coherent X-ray diffraction experiments [J]. *Opt. Commun.*, 2003, **222**(1-6): 29~50
- C. M. Kewish, L. Assoufid, A. T. Acrander *et al.*. Wave-optical simulation of hard-X-ray nanofocusing by precisely figured elliptical mirrors[J]. *Appl. Opt.*, 2007, **46**(11): 2010~2021
- C. M. Kewish, A. T. Macrander, L. Assoufid *et al.*. Comparison of two methods for simulation of hard X-ray nanofocusing by elliptical mirrors[J]. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 2007, **582**(1): 138~141
- K. Fezzaa, F. Comin, S. Marchesini *et al.*. X-ray interferometry at ESRF using two coherent beams from Fresnel mirrors[J]. *J. X-Ray Sci. Technol.*, 1997, **7**(1): 12~23
- D. Pelliccia, A. Y. Nikulin, H. O. Moser *et al.*. Experimental characterization of the coherence properties of hard X-ray sources [J]. *Opt. Express*, 2011, **19**(9): 8073~8078
- I. A. Vartanyants, A. P. Mancuso, A. Singer *et al.*. Coherence measurements and coherent diffractive imaging at FLASH[J]. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 2010, **43**(19): 194016
- Wang Hua, Yan Shuai, Yan Fen *et al.*. Research on spatial coherence of undulator source in Shanghai Synchrotron Radiation Facility[J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, **61**(14): 144102  
王 华, 闫 帅, 闫 芬等. 上海同步辐射装置波荡器光源空间相干性的研究[J]. *物理学报*, 2012, **61**(14): 144102
- Zhu Peiping, Tang Esheng, Cui Mingqi *et al.*. Analyses of spatial coherence of X-ray beam from the synchrotron radiation [J]. *Acta Optica Sinica*, 1998, **18**(2): 176~181  
朱佩平, 唐鄂生, 崔明启等. 同步辐射 X 光束空间相干性的物理分析[J]. *光学学报*, 1998, **18**(2): 176~181
- Tang Esheng, Zhu Peiping, Cui Mingqi *et al.*. Coherence mode of synchrotron radiation [J]. *Acta Optica Sinica*, 1998, **18**(12): 1640~1645  
唐鄂生, 朱佩平, 崔明启等. 同步辐射的相干模式[J]. *光学学报*, 1998, **18**(12): 1640~1645
- I. A. Vartanyants, A. Singer. Coherence properties of hard X-ray synchrotron sources and X-ray free-electron lasers[J]. *New J. Phys.*, 2010, **12**(3): 035004
- R. Coisson, S. Marchesini. Gauss-Schell sources as models for synchrotron radiation[J]. *J. Synchrotron Radiat.*, 1997, **4**(5): 263~266
- S. Flewett, H. M. Quiney, C. Q. Tran *et al.*. Extracting coherent modes from partially coherent wave fields [J]. *Opt. Lett.*, 2009, **34**(14): 2198~2200
- M. Idir, M. Cywiak, A. Morales *et al.*. X-ray optics simulation using Gaussian superposition technique[J]. *Opt. Express*, 2011, **19**(20): 19050~19060
- M. Born, E. Wolf. Principles of Optics [M]. Yang Jiasun Transl. Beijing: Science Press, 1978. 459~506  
玻 恩, 沃尔夫. 光学原理[M]. 杨葭孙译. 北京: 科学出版社,

1978. 459~506
- 26 L. Mandel, E. Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 259~263
- 27 F. Gori. Mode propagation of the field generated by Collett-Wolf Schell-model sources [J]. *Opt. Commun.*, 1983, **46**(3-4): 149~154
- 28 Chen Bo, Zhu Peping, Liu Yijin *et al.*. Theory and method of X-ray grating phase contrast imaging [J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, **57**(3): 1576~1581  
陈 博, 朱佩平, 刘宜晋等. X射线光栅相位成像的理论与方法 [J]. *物理学报*, 2008, **57**(3): 1576~1581
- 29 I. K. Robinson, C. A. Kenney-Benson, I. A. Vartanians. Sources of decoherence in beamline optics [J]. *Physica B*, 2003, **336**(1-2): 56~62
- 30 K. A. Nugent, C. Q. Tran, A. Roberts. Coherence transport through imperfect X-ray optical systems [J]. *Opt. Express*, 2003, **11**(9): 2323~2328
- 31 Zhou Tongjun, Teng Shuyun. The influence of size of the grating on the Talbot effect [J]. *J. Shandong Normal University*, 2007, **22**(3): 50~52  
周同军, 滕树云. 光栅尺寸对光栅泰伯效应的影响 [J]. *山东师范大学学报*, 2007, **22**(3): 50~52
- 32 Fang Jingyue, Qin Shiqiao, Wang Xingshu *et al.*. Fresnel diffraction of the limited-size Ronchi grating [J]. *Infrared and Laser Engineering*, **39**(5): 848~852  
方靖岳, 秦石乔, 王省书等. 光栅大小对琅奇光栅泰伯效应的影响分析 [J]. *红外与激光工程*, **39**(5): 848~852
- 33 Teng Shuyun, Liu Liren, Liu Dean *et al.*. Fresnel diffraction of the grating illuminated by partially coherent light [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(5): 692~695  
滕树云, 刘立人, 刘德安等. 部分相干光照明下光栅的塔尔博特效应 [J]. *光学学报*, 2004, **24**(5): 692~695

栏目编辑: 李文喆