

DOI:10.3969/j.issn.1003-5060.2026.07.012

X 射线双正弦相位光栅干涉仪的条纹可见度研究

罗梦丝, 陈恒, 杨天明, 茆雨婷, 王志立

(合肥工业大学 物理学院, 安徽 合肥 230601)

摘要: X 射线双相位光栅干涉仪在使用矩形光栅时, 获得的条纹可见度较低, 导致暗场图像信噪比严重降低, 因此有必要探索提高条纹可见度的潜在途径。文章开展双正弦相位光栅干涉仪的条纹可见度研究, 并对比了双正弦相位光栅干涉仪与双矩形相位光栅干涉仪在典型实验参数下的条纹可见度随光栅间距的变化规律。计算结果表明, 双正弦相位光栅干涉仪在大光栅周期、大光源焦点尺寸和大探测器像素尺寸下具有优势, 且条纹可见度峰值对应的光栅间距更小, 使系统更紧凑。文章研究结果可为 X 射线双相位光栅干涉仪的参数设计与性能优化提供理论指导。

关键词: X 射线成像; 双相位光栅干涉仪; 正弦相位光栅; 条纹可见度

中图分类号: O434.1

文献标志码: A

文章编号: 1003-5060(2026)07-0943-08

Analysis of fringe visibility in X-ray interferometer using dual-sinusoidal phase gratings

LUO Mengsi, CHEN Heng, YANG Tianming, JIA Yuting, WANG Zhili

(School of Physics, Hefei University of Technology, Hefei 230601, China)

Abstract: When binary gratings are used in X-ray dual-phase grating interferometers, the fringe visibility is relatively low, resulting in a serious reduction of the signal-to-noise ratio of dark-field images. Therefore, it is necessary to explore potential ways to improve the fringe visibility. In this paper, a study based on dual-sinusoidal phase grating interferometer is presented, and fringe visibility as a function of grating spacing between the dual-sinusoidal and dual-binary phase grating interferometers is compared under different experimental parameters. The results show that the dual-sinusoidal phase grating interferometer has certain advantages in large grating period, large light source focus size and large detector pixel size, and the grating spacing corresponding to the fringe visibility peak is smaller, which makes the system more compact. The results of this paper can provide theoretical guidance for parameter design and performance optimization of X-ray dual-phase grating interferometers.

Key words: X-ray imaging; dual-phase grating interferometer; sinusoidal phase grating; fringe visibility

X 射线光栅干涉仪是一种强大的多模态成像技术^[1-4], 能够同时获得物体的吸收、折射和小角散射信息, 目前已在医学成像、工业无损检测等众多领域展现出广阔的应用前景^[5-8]。原理上, X 射线光栅干涉仪是基于光栅的 Talbot 效应, 因

此也被称作 Talbot 干涉仪。在 X 射线 Talbot 干涉仪中, 通常使用相位光栅作为分束器, 将入射光束分成不同的衍射阶, 各衍射阶之间发生干涉, 形成强度条纹分布, 即相位光栅的自成像。为了提高探测灵敏度, 相位光栅的周期通常只有几微米,

收稿日期: 2024-04-11; **修回日期:** 2024-05-21

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11905041); 安徽省自然科学基金资助项目(2208085MA18)和中央高校基本科研业务费专项资金资助项目(JZ2022HG-TB0244)

作者简介: 罗梦丝(1998—), 女, 河南开封人, 合肥工业大学硕士生;

陈恒(1988—), 女, 河南安阳人, 博士, 合肥工业大学副教授, 硕士生导师, 通信作者, E-mail: chenheng@hfut.edu.cn;

王志立(1984—), 男, 山西吕梁人, 博士, 合肥工业大学教授, 博士生导师。

衍射形成的条纹周期也只有几微米,无法被现有成像探测器所直接分辨。解决这一问题的一种途径是在探测器前放置与干涉条纹等周期的吸收光栅,使吸收光栅叠加在相位光栅的自成像上,产生大周期的莫尔条纹,从而能够被现有探测器所分辨。但是,吸收光栅的使用存在以下不足:① 吸收光栅阻挡了一半以上穿透物体后的 X 射线,严重降低了物体的辐射剂量效率;② 适用于高能量成像的大高宽比、大面积 X 射线吸收光栅的加工仍然是一个挑战。为了克服这些不足,科学家们近期研发了 X 射线双相位光栅干涉仪^[9-14]。不同于 Talbot 干涉仪,X 射线双相位光栅干涉仪使用 2 个相位光栅作为分束器,将 X 射线分成不同的衍射阶,各衍射阶之间干涉形成高可见度的强度条纹。最近的实验研究证明了这种新成像方法的重要优势^[12,15-17]。X 射线双相位光栅干涉仪可以产生能够被现有成像探测器直接分辨的强度条纹,并可通过改变相位光栅间距,灵活调节条纹可见度和条纹周期^[18]。特别是双相位光栅干涉仪可灵活调节暗场成像的测量灵敏度,有利于识别和区分样品中不可直接分辨的微观特征结构。

在 X 射线光栅干涉仪中,总是追求高的条纹可见度,以提高测量灵敏度以及折射和暗场图像的信噪比。目前,X 射线双相位光栅干涉仪中大多使用矩形相位光栅,但实验上获得的条纹可见度比较低。文献[19]使用钨靶 X 射线源,利用占空比为 0.5、周期均为 $1\ \mu\text{m}$ 的双矩形相位光栅干涉仪进行成像实验研究,获得的条纹可见度约为 15%;文献[20]使用微聚焦 X 射线管,利用占空比均为 0.5、周期均为 $1\ \mu\text{m}$ 的双矩形相位光栅干涉仪进行成像实验研究,获得的最大条纹可见度低于 15%;文献[21]利用钨钼微焦点 X 射线源、占空比均为 0.5、周期分别为 4.364 、 $4.640\ \mu\text{m}$ 的双矩形相位光栅干涉仪进行实验研究,获得的条纹可见度为 7.5%,低于推广应用的经验阈值 10%。因此,有必要探索提高条纹可见度的新途径,以提高暗场图像的信噪比,推动 X 射线双相位光栅干涉仪的应用研究。

本研究将双矩形相位光栅替换为双正弦相位光栅,探索提高条纹可见度和成像系统紧凑性的潜力。首先,分析多色照明下双正弦相位光栅干涉仪的条纹可见度随相移量、光栅间距的变化规律,合理确定相移量的取值;其次,对比分析典型实验参数下双矩形相位光栅干涉仪与双正弦相位光栅干涉仪的条纹可见度随光栅间距的变化规

律。结果表明,双正弦相位光栅干涉仪在大光栅周期、大光源焦点尺寸、大探测器像素尺寸下更具优势。该工作可作为 X 射线双相位光栅干涉仪参数设计与性能优化的科学依据。

1 理论计算

1.1 双相位光栅干涉仪的强度分布

双正弦相位光栅干涉仪装置示意图如图 1 所示。该装置由 X 射线源、正弦相位光栅 G_1 和 G_2 、探测器组成。图 1 中:第 1 相位光栅 G_1 的周期为 P_1 ,相移为 m_1 ;第 2 相位光栅 G_2 的周期为 P_2 ,相移为 m_2 。

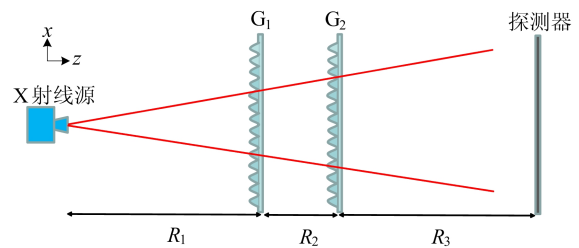


图 1 X 射线双正弦相位光栅干涉仪示意图

利用 Winger 函数得到双正弦相位光栅干涉仪的强度分布模型^[18]。单色照明下,探测器平面的强度分布为:

$$I(x) = \frac{I_{\text{in}}}{M_3^2} \sum_{l,r,n,s} J_{l+n}(m_1) J_n(m_1) J_{r+s}(m_2) J_s(m_2) \times \exp\left[-\frac{i\pi(r+2s)\lambda R_3}{P_2} \left(\frac{l}{M_3 P_1} + \frac{r}{M_2 P_2}\right)\right] \times \mu_{\text{in}} \left[-\frac{1}{M_1} \left(\frac{l\lambda R_3}{M_3 P_1} + \frac{r\lambda R_3}{M_2 P_2}\right) - \frac{l\lambda R_2}{M_1 P_1}\right] \times \exp\left[-\frac{i\pi(l+2n)\lambda R_3}{M_1 P_1} \left(\frac{l}{M_3 P_1} + \frac{r}{M_2 P_2}\right)\right] \times \exp\left[-i\pi \frac{l(l+2n)\lambda R_2}{M_1 P_1^2}\right] \text{sinc}\left(\frac{lP_D}{M_2 P_2} + \frac{rP_D}{M_3 P_1}\right) \times \exp\left[i2\pi \left(\frac{l}{M_3 P_1} + \frac{r}{M_2 P_2}\right)x\right] \quad (1)$$

其中: I_{in} 为入射到相位光栅 G_1 平面的强度; μ_{in} 为入射到 G_1 平面、波长为 λ 的 X 射线的空间相干度; R_1 、 R_2 、 R_3 分别为 X 射线源到相位光栅 G_1 、相位光栅 G_1 到相位光栅 G_2 、相位光栅 G_2 到探测器的轴向距离; P_D 为探测器像素尺寸; $\text{sinc}\left(\frac{lP_D}{M_2 P_2} + \frac{rP_D}{M_3 P_1}\right)$ 代表探测器的像素平均效应; $J_n(m_1)$ 、 $J_s(m_2)$ 为第一类贝塞尔函数; M_1 、 M_2 、 M_3 为几何放大系数,即

$$M_1 = \frac{R_1 + R_2}{R_1}, \quad M_2 = \frac{R_1 + R_2 + R_3}{R_1 + R_2},$$

$$M_3 = \frac{R_1 + R_2 + R_3}{R_1} \quad (2)$$

对于微焦点 X 射线源,光源的强度分布用一维高斯函数合理近似为:

$$I_s(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3)$$

其中, $\sigma = \frac{a}{2\sqrt{2\ln 2}}$, a 为光源焦点尺寸。根据范西特-泽尼克定理,可以计算得到:

$$\mu_{in}\left[-\frac{1}{M_1}\left(\frac{lR_3}{M_3P_1} + \frac{rR_3}{M_2P_2}\right) - \frac{lR_2}{M_1P_1}\right] =$$

$$\exp\left\{-\frac{2\pi^2\sigma^2}{R_1^2}\left[-\frac{1}{M_1}\left(\frac{lR_3}{M_3P_1} + \frac{rR_3}{M_2P_2}\right) - \frac{lR_2}{M_1P_1}\right]^2\right\} \quad (4)$$

目前大多数双相位光栅干涉仪选择对称几何布置^[9,15,18-19],即

$$R_1 = R_2 = R, P_1 = P_2 = P, m_1 = m_2 = m \quad (5)$$

且衍射阶 $l = -r$ 的干涉条纹周期比衍射阶 $l \neq -r$ 的干涉条纹周期大,因此这里考虑 $l = -r$ 的情况,条纹强度分布为:

$$I(x) = \frac{I_{in}}{M_3^2} \sum_{l,n,s} J_{l+n} J_n J_{-l+s} J_s \exp\left(-\frac{i2\pi lx}{M_4 P}\right) \times$$

$$\text{sinc}\left(\frac{lP_D}{M_4 P}\right) \exp\left[-\frac{i\pi l(l+2n)\lambda R}{M_4 P^2}\right] \times$$

$$\mu_{in}\left(-\frac{\lambda R_2}{M_5 P}\right) \exp\left[\frac{i\pi l(-l+2n)\lambda R}{M_4 P^2}\right] \quad (6)$$

其中, M_4 、 M_5 为几何放大系数,满足:

$$M_4 = \frac{2R + R_2}{R_2}, \quad M_5 = \frac{2R + R_2}{R_1} \quad (7)$$

实际实验中, X 射线源均是多色的。在多色照明下,探测器记录的强度分布是单色照明下强度的非相干叠加,即多色照明的强度公式满足:

$$I_P(x) = \int I_m(x, \lambda) S(\lambda) d\lambda \quad (8)$$

其中: $I_m(x, \lambda)$ 为单色照明时的强度分布; $S(\lambda)$ 为归一化等效光谱分布函数。任意波长对应的相移量近似满足 $m_1 = m_2 = m \frac{\lambda}{\lambda_D}$, 其中 λ_D 为相位光栅的设计波长。将式(6)代入式(8),得到多色照明时的强度公式为:

$$I_P(x) = \frac{I_{in}}{M_3^2} \sum_{l,n,s} \exp\left(-\frac{i2\pi lx}{M_4 P}\right) \text{sinc}\left(\frac{lP_D}{M_4 P}\right) \times$$

$$\exp\left(-\frac{2\pi^2\sigma^2 l^2}{M_4^2 P^2}\right) \int J_{l+s}\left(\frac{m\lambda}{\lambda_D}\right) J_n\left(\frac{m\lambda}{\lambda_D}\right) \times$$

$$J_{-l+s}\left(\frac{m\lambda}{\lambda_D}\right) J_s\left(\frac{m\lambda}{\lambda_D}\right) \exp\left[-\frac{i\pi l(l+2n)\lambda R}{M_4 P^2}\right] \times$$

$$\exp\left[\frac{i\pi l(-l+2n)\lambda R}{M_4 P^2}\right] S(\lambda) d\lambda \quad (9)$$

1.2 条纹可见度

对于 X 射线光栅干涉仪,条纹可见度是衡量其成像性能的重要参数,条纹可见度^[1]定义为:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (10)$$

其中, $I_{\max}$ 、 $I_{\min}$ 分别为光强度最大值和最小值。在对称几何装置下,光强度公式可等价表示为:

$$I_P(x) = \frac{I_{in}}{M_3^2} \left[1 + \sum_{l=1}^{\infty} \text{sinc}\left(\frac{lP_D}{M_4 P}\right) \cos\left(\frac{2\pi lx}{M_4 P}\right) \times\right.$$

$$\left.\exp\left(-\frac{2\pi^2\sigma^2 l^2}{M_4^2 P^2}\right)\right] V_l(\lambda, m) S(\lambda) d\lambda \quad (11)$$

其中, $V_l(\lambda, m)$ 表示衍射阶 l 的条纹可见度,即

$$V_l(\lambda, m) = \sum_{n,s} J_{l+n}\left(\frac{m\lambda}{\lambda_D}\right) J_n\left(\frac{m\lambda}{\lambda_D}\right) \times$$

$$J_{-l+s}\left(\frac{m\lambda}{\lambda_D}\right) J_s\left(\frac{m\lambda}{\lambda_D}\right) \exp\left[-\frac{i\pi l(l+2n)\lambda R}{M_4 P^2}\right] \times$$

$$\exp\left[\frac{i\pi l(-l+2n)\lambda R}{M_4 P^2}\right] \quad (12)$$

注意到空间相干度 $\exp\left(-\frac{2\pi^2\sigma^2 l^2}{M_4^2 P^2}\right)$ 与阶数 l^2 成反比,条纹可见度随衍射阶的增加而迅速衰减,因此这里只讨论 V_1 和 V_2 。实验也证实了一阶、二阶条纹可见度是主要贡献者^[12,15]。

由式(11)和式(12)可知,条纹可见度与条纹周期、光源焦点尺寸、探测器像素尺寸和 X 射线光谱有关。因此,本文主要研究在不同实验参数下双正弦相位光栅干涉仪条纹可见度随光栅间距的变化规律,并与双矩形相位光栅干涉仪作对比讨论。

2 结果讨论

首先研究双正弦相位光栅的条纹可见度 V_1 、 V_2 随相移量、光栅间距的变化规律,确定合适的相移量。系统相关参数^[9]选择如下:多色照明选取钨靶 X 射线源,管电压为 34 kV,设计能量为 20 keV, $R=500$ mm, $P=1.00$ μm ,光源焦点尺寸为 40 μm ,探测器像素尺寸为 24 μm 。

条纹可见度 V_1 、 V_2 随相移量、光栅间距的变化规律如图 2 所示。

由图 2 可知:双正弦相位光栅干涉仪条纹可见度随相移量的增加而逐渐增大,但增大到一定数值后基本保持不变;同时,条纹可见度峰值对应

的光栅间距随着相移量的增加而减小。考虑到光栅相移量与光栅刻线高度成正比,结合条纹可见度 V_1 、 V_2 随相移量、光栅间距的变化规律,本文将相位光栅相移量 m 选取为 6。此时,条纹可见度 V_1 和 V_2 的峰值都取得较大的数值,分别为 0.52 和 0.30。

相移量为 6 时的双正弦相位光栅干涉仪条纹

可见度以及相位光栅占空比取 0.5、光栅相移量分别取 $\pi/2$ 和 π ^[9] 时的双矩形相位光栅干涉仪条纹可见度随光栅间距的变化如图 3 所示。

条纹可见度的峰值及其对应的光栅间距见表 1 所列。需要指出,为与文献[9]结果保持一致,光源强度分布近似为圆域函数,此时空间相干度为 $\mu_m[-\lambda R_2/(M_5 P)] = \text{sinc}[la/(M_3 P)]$ 。

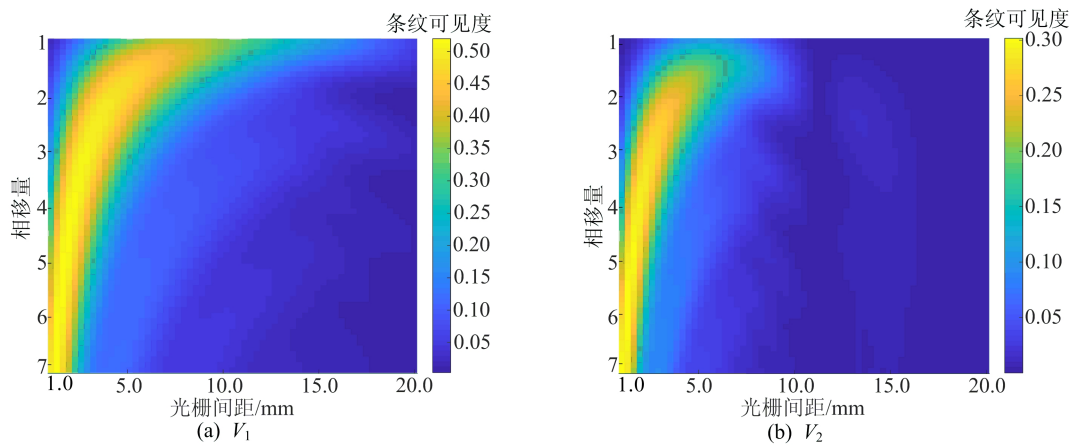


图 2 条纹可见度随相移量、光栅间距的变化

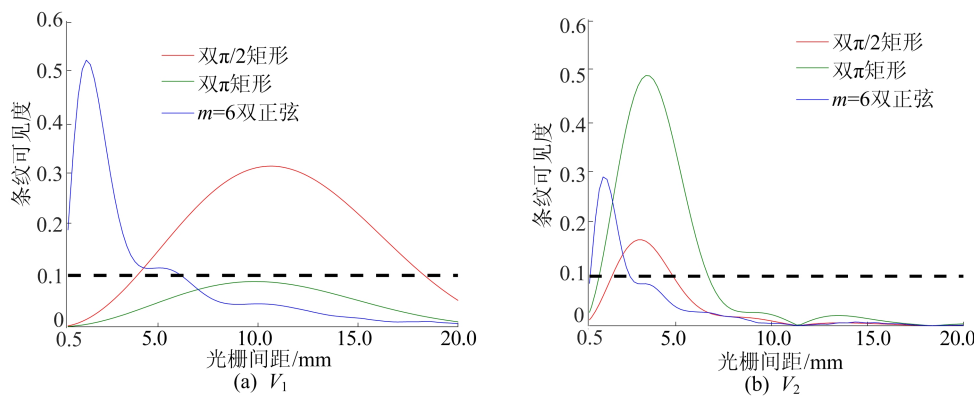


图 3 条纹可见度随光栅间距的变化

表 1 条纹可见度峰值与对应的光栅间距

光栅类型	双矩形相位光栅干涉仪相移量		双正弦相位光栅干涉仪相移量
	$\pi/2$	π	$m=6$
V_1 峰值	0.32	0.09	0.52
V_1 峰值对应的光栅间距/mm	10.60	9.70	1.41
V_2 峰值	0.19	0.51	0.30
V_2 峰值对应的光栅间距/mm	3.03	3.63	0.21

由图 3 和表 1 可知:在这组特定的实验参数下,对于双 $\pi/2$ 矩形相位光栅干涉仪,一阶条纹可见度 V_1 是主要贡献者(该结果与文献[9]、文献[18]、文献[20]一致),当光栅间距为 10.60 mm 时取得最大值 0.32;对于双 π 矩形相位光栅干涉

仪,二阶条纹可见度 V_2 是主要贡献者,当光栅间距为 3.63 mm 时取得最大值 0.51;对于双正弦相位光栅干涉仪,一阶条纹可见度 V_1 是主要贡献者,当光栅间距为 1.41 mm 时取得最大值 0.52,比双 $\pi/2$ 矩形相位光栅干涉仪提高了约

62.5%,与双 π 矩形相位光栅干涉仪相比,尽管条纹可见度仅提高了约2.0%,但条纹可见度峰值对应的光栅间距减小了2.22 mm。

由式(11)、式(12)可知,条纹可见度受到光栅周期、光源焦点尺寸、探测器像素尺寸、X射线光谱的共同影响。因此,本文进一步对比研究不同典型实验参数下双正弦相位光栅干涉仪与双矩形相位光栅干涉仪条纹可见度随光栅间距的变化规律。典型的实验参数^[9,12,14,19-21]见表2所列。

表2 双相位光栅干涉仪的典型实验参数

光栅周期/ μm	光源焦点 尺寸/ μm	探测器像素 尺寸/ μm	X射线源 光谱/kV
1.00	5	7.4	40
2.86	20	16.4	55
4.64	40	36.2	70

当改变其中一个参数时,其余参数保持^[20]:多

色照明选取钨靶X射线源,管电压为40 kV,光栅设计能量为22 keV,光源焦点尺寸为 $5\mu\text{m}$,探测器像素尺寸为 $16.4\mu\text{m}$,光栅周期均为 $1.00\mu\text{m}$,X射线源到相位光栅 G_1 、相位光栅 G_2 到探测器的距离均为500 mm。

1) 研究不同光栅周期下,双正弦和双矩形相位光栅干涉仪条纹可见度 V_1 、 V_2 随光栅间距的变化,如图4所示。

从图4可以看出:无论相移量是 $\pi/2$ 还是 π ,双矩形相位光栅干涉仪条纹可见度随光栅周期的增加而减小;而双正弦相位光栅干涉仪的条纹可见度 V_1 和 V_2 则基本保持不变,峰值分别约为0.35、0.19,且光栅周期越大,双正弦相位光栅条纹可见度 V_1 的相对优势越明显,当光栅周期为 $2.86\mu\text{m}$ 时,其条纹可见度 V_1 比双矩形相位光栅干涉仪至少提高约9%,当光栅周期增加到 $4.64\mu\text{m}$ 时,其条纹可见度 V_1 比双矩形相位光栅干涉仪至少提高约52%。

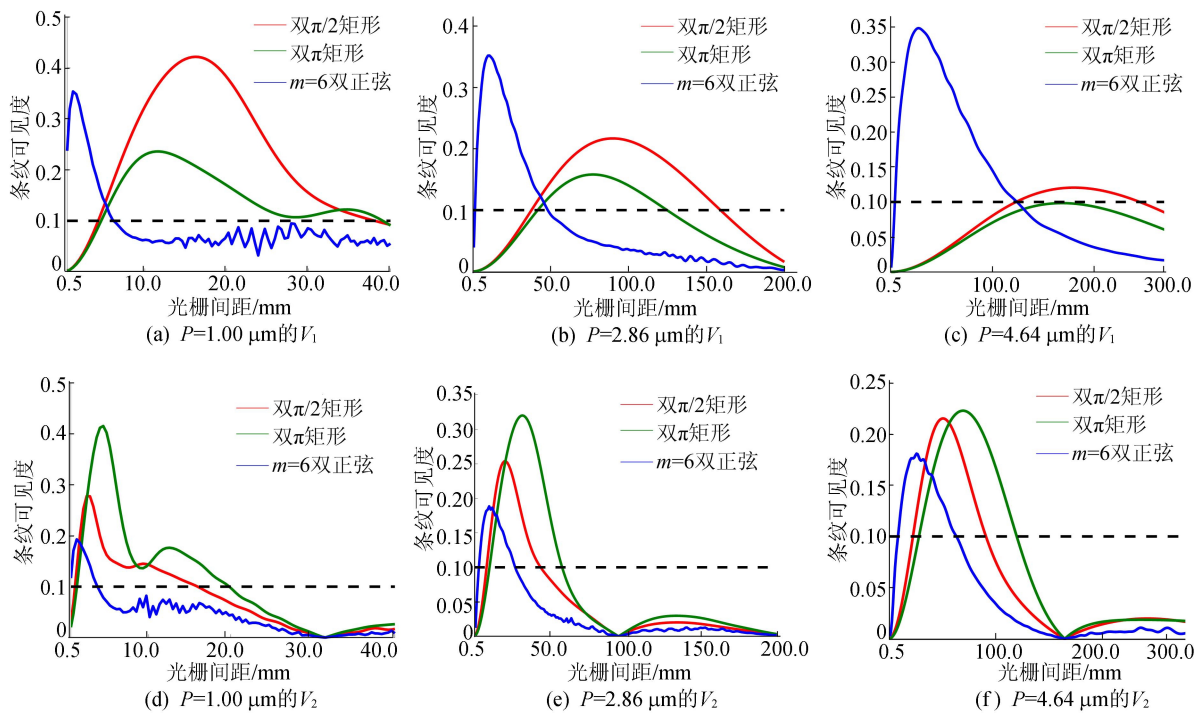


图4 不同光栅周期下相位光栅干涉仪条纹可见度随光栅间距的变化

2) 研究不同光源焦点尺寸下,双正弦和双矩形相位光栅干涉仪条纹可见度 V_1 、 V_2 随光栅间距的变化,如图5所示。从图5可以看出:双矩形相位光栅干涉仪的条纹可见度随光源焦点尺寸增加而减小;而双正弦相位光栅干涉仪的条纹可见度 V_1 和 V_2 基本不变,峰值分别为0.35和0.19。

这是由于双矩形相位光栅干涉仪条纹可见度

峰值对应的光栅间距更大,且随着光源焦点尺寸的增加,空间相干度的数值减小,导致条纹可见度减小;且随着光源焦点尺寸的增加,双正弦相位光栅条纹可见度的相对优势越明显,当光源焦点尺寸增加到 $40\mu\text{m}$ 时,其条纹可见度 V_1 比双 $\pi/2$ 矩形相位光栅干涉仪提高约84%,比双 π 矩形相位光栅干涉仪条纹可见度 V_2 提高约21%。

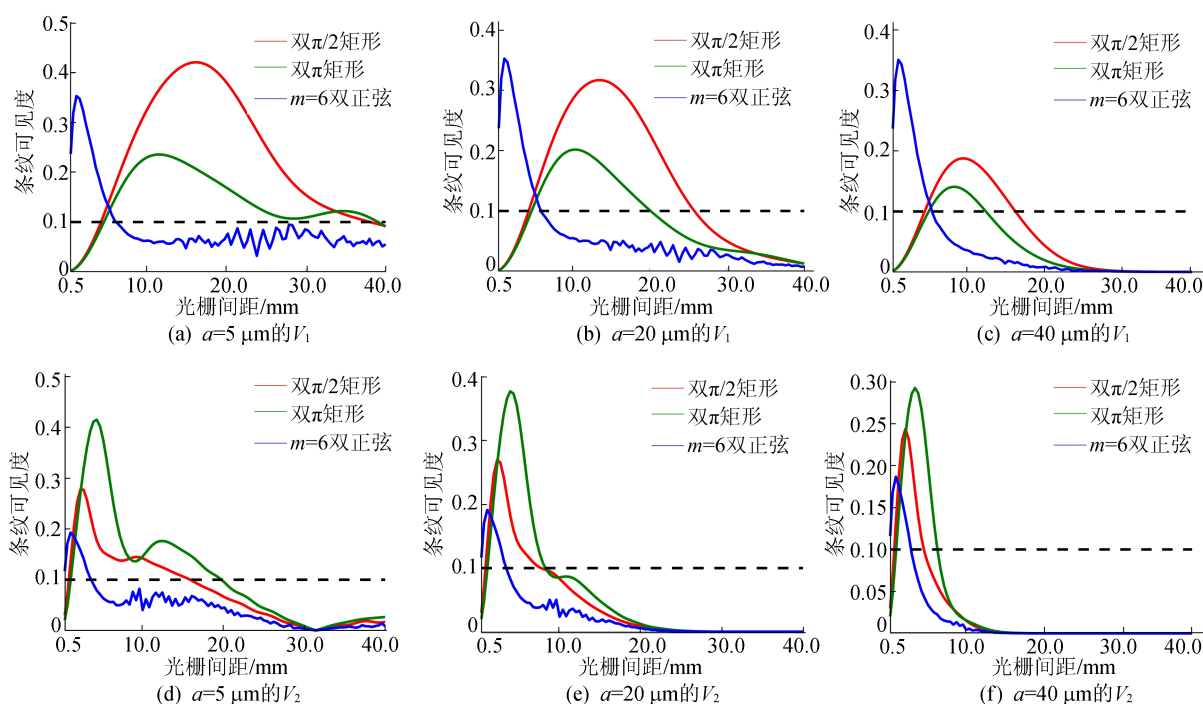


图 5 不同光源焦点尺寸下相位光栅干涉仪条纹可见度随光栅间距的变化

3) 研究不同探测器像素尺寸下,双正弦和双矩形相位光栅干涉仪条纹可见度 V_1 、 V_2 随光栅间距的变化,如图 6 所示。从图 6 可以看出:双

$\pi/2$ 、 π 矩形相位光栅干涉仪条纹可见度均随着探测器像素尺寸的增加而减小;而双正弦相位光栅干涉仪条纹可见度则基本保持不变。

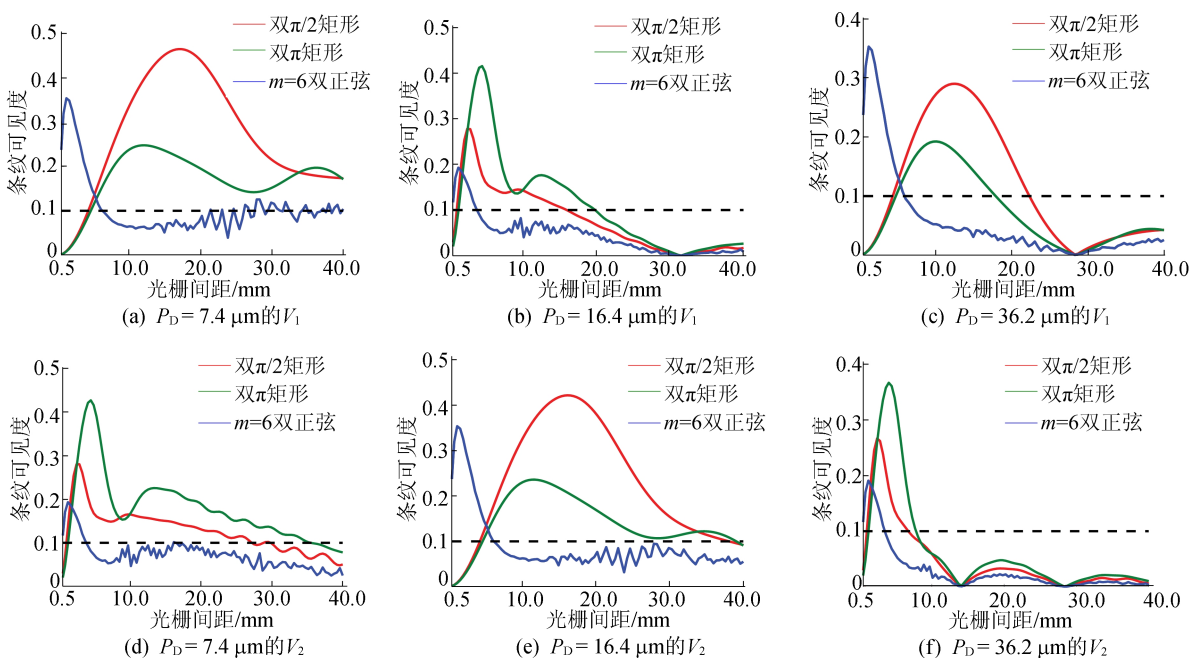


图 6 不同探测器像素尺寸下条纹可见度随光栅间距的变化

这是由于双 $\pi/2$ 和 π 矩形相位光栅干涉仪,条纹可见度峰值对应的光栅间距大于双正弦相位光栅干涉仪,随着探测器像素尺寸的增加,像素平均效应因子的数值减小,从而条纹可见度的数值

减小;而双正弦相位光栅干涉仪的条纹可见度峰值对应的光栅间距始终较小,因此其条纹可见度基本保持不变。在探测器像素尺寸为 $36.2 \mu\text{m}$ 时,双正弦相位光栅干涉仪条纹可见度 V_1 在光

栅间距为 1.21 mm 时取得最大值 0.35,其条纹可见度 V_1 分别比双 $\pi/2$ 、双 π 矩形相位光栅干涉仪提高了约 21% 和 84%,此时条纹可见度峰值对应的光栅间距分别为 12.53、10.10 mm。双正弦相位光栅干涉仪、双 $\pi/2$ 与双 π 矩形相位光栅干涉仪在条纹可见度 V_1 峰值对应的光栅间距处条纹周期分别为 826.0、80.8、100.0 μm ,与探测器像素尺寸的比值分别为 22.80、2.23、2.80,后两者低于推广应用的经验值 3。因此在大探测器像素尺寸下,双正弦相位光栅干涉仪更具优势。

4) 研究不同 X 射线源光谱下,双正弦和双矩形相位光栅干涉仪条纹可见度 V_1 、 V_2 随光栅间距的变化,如图 7 所示。

从图 7 可以看出:双正弦相位光栅干涉仪的

条纹可见度随着管电压的增加未出现明显下降;而双 $\pi/2$ 矩形相位光栅干涉仪的条纹可见度则显著降低。

在管电压 70 kV、设计能量 39 keV 时,双正弦相位光栅干涉仪条纹可见度 V_1 在光栅间距为 2.42 mm 时取得最大值,为 0.40,此时其条纹可见度 V_1 比双 $\pi/2$ 矩形相位光栅干涉仪提高约 8%,虽然比双 π 矩形相位光栅干涉仪的条纹可见度 V_2 降低了约 9%,但是其条纹可见度峰值对应的光栅间距缩短了 4.85 mm。双正弦相位光栅干涉仪系统更紧凑,光子利用效率更高,且有研究表明,对于肺部暗场成像 X 射线管需工作在较高的管电压下^[22],因此双正弦相位光栅干涉仪更具优势。

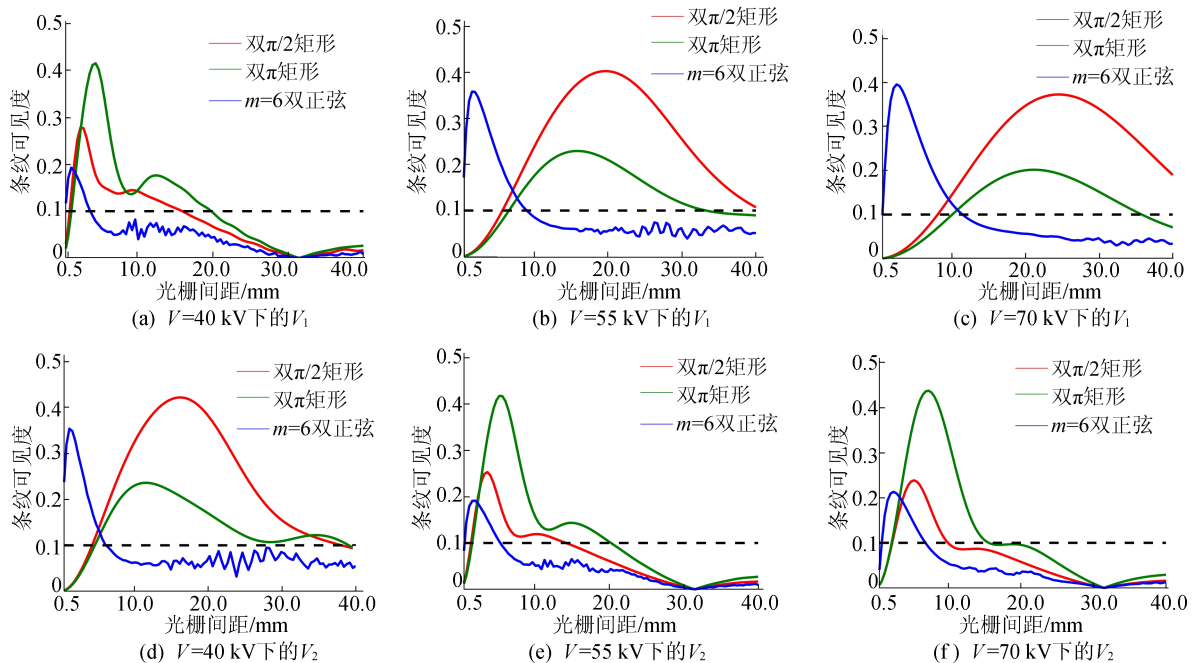


图 7 不同 X 射线源光谱下条纹可见度随光栅间距的变化

3 结 论

首先,本文对比研究了双正弦相位光栅干涉仪的条纹可见度 V_1 、 V_2 随相移量、光栅间距的变化规律,并选择合适的相移量;其次,定量对比研究了不同光栅周期、不同光源焦点尺寸、不同探测器像素尺寸、典型 X 射线源光谱下双正弦与双矩形相位光栅干涉仪条纹可见度随光栅间距的变化。结果表明:当相位光栅周期为 4.64 μm 时,双正弦相位光栅干涉仪的条纹可见度 V_1 比双矩形相位光栅干涉仪至少提高约 52%;且双正弦相位光栅干涉仪条纹可见度峰值对应的光栅间距显

著小于双矩形相位光栅干涉仪,使得前者在大光源焦点尺寸 40 μm 和大探测器像素尺寸 36.2 μm 下更具优势;随着 X 射线源管电压的增加,双正弦相位光栅干涉仪相较于双矩形相位光栅干涉仪,条纹可见度未出现明显下降。

综上所述,双正弦相位光栅干涉仪更适用于大光栅周期、大光源焦点尺寸、大探测器像素尺寸和高 X 射线源管电压,具有提高条纹可见度和成像系统紧凑性的潜力。

需要指出的是,本文的主要工作是系统的理论分析与计算,下一步计划开展相应的实验研究,验证并完善理论分析成果。

[参 考 文 献]

- [1] Pfeiffer F, Weitkamp T, David C. X-ray phase contrast imaging using a grating interferometer[J]. *Europhysics News*, 2006, 37(5): 13-15.
- [2] Vila Comanmala J, Romano L, Jefimovs K, et al. High sensitivity X-ray phase contrast imaging by laboratory grating-based interferometry at high Talbot order geometry[J]. *Optics Express*, 2021, 29(2): 2049-2064.
- [3] Spindler S, Etter D, Rawlik M, et al. The choice of an autocorrelation length in dark-field lung imaging[J]. *Scientific Reports*, 2023, 13(1): 2731.
- [4] Viermetz M, Gustschin N, Schmid C, et al. Technical design considerations of a human-scale Talbot-Lau interferometer for dark-field CT[J]. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 2022, 42(1): 220-232.
- [5] Rawlik M, Pereira A, Spindler S, et al. Increased dose efficiency of breast CT with grating interferometry[J]. *Optica*, 2023, 10(7): 938-943.
- [6] Polikarpov M, Vila-Comanmala J, Wang Z, et al. Towards virtual histology with X-ray grating interferometry[J]. *Scientific Reports*, 2023, 13(1): 9049.
- [7] Morimoto N, Kimura K, Shirai T, et al. Talbot-Lau interferometry-based x-ray imaging system with retractable and rotatable gratings for nondestructive testing[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2020, 91(2): 023704.
- [8] Kasai Y, Yoshimura A, Arai M, et al. Relation between dark-field images derived using X-ray Talbot-Lau interferometer and carbon fiber distribution in CFRP[J]. *Advanced Composite Materials*, 2021, 30(6): 591-604.
- [9] Yan A, Wu X, Liu H. Predicting fringe visibility in dual-phase grating interferometry with polychromatic x-ray sources[J]. *Journal of X-ray Science and Technology*, 2020, 28(6): 1055-1067.
- [10] Lei Y, Liu X, Huang J, et al. Cascade Talbot-Lau interferometers for X-ray differential phase-contrast imaging[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2018, 51(38): 385302.
- [11] Yan A, Wu X, Liu H. Clarification on generalized Lau condition for X-ray interferometers based on dual phase gratings[J]. *Optics Express*, 2019, 27(16): 22727-22736.
- [12] Ge Y, Chen J, Zhu P P, et al. Dual phase grating based X-ray differential phase contrast imaging with source grating: theory and validation[J]. *Optics Express*, 2020, 28(7): 9786-9801.
- [13] Wang Z, Zhou R, Zhao L, et al. Quantitative coherence analysis of dual phase grating x-ray interferometry with source grating[J]. *Chinese Physics B*, 2021, 30(2): 028702.
- [14] Kagias M, Wang Z, Jefimovs K, et al. Dual phase grating interferometer for tunable dark-field sensitivity[J]. *Applied Physics Letters*, 2017, 110(1): 014105.
- [15] Tang R, Organista C, Romano L, et al. Pixel-wise beam-hardening correction for dark-field signal in X-ray dual-phase grating interferometry[J]. *Optics Express*, 2023, 31(24): 40450-40468.
- [16] Pandeshwar A, Kagias M, Wang Z, et al. Modeling of beam hardening effects in a dual-phase X-ray grating interferometer for quantitative dark-field imaging[J]. *Optics Express*, 2020, 28(13): 19187-19204.
- [17] Yan A, Wu X, Liu H. Sample phase gradient and fringe phase shift in dual phase grating X-ray interferometry[J]. *Optics Express*, 2019, 27(24): 35437-35447.
- [18] Yan A, Wu X, Liu H. Quantitative theory of X-ray interferometers based on dual phase grating: fringe period and visibility[J]. *Optics Express*, 2018, 26(18): 23142-23155.
- [19] Organista C, Kagias M, Tang R, et al. Optimization of the visibility of a tunable dual-phase X-ray grating interferometer[J]. *Optics Continuum*, 2023, 2(1): 232-248.
- [20] Tang R, Organista C, Goethals W, et al. Detailed analysis of the interference patterns measured in lab-based X-ray dual-phase grating interferometry through wave propagation simulation[J]. *Optics Express*, 2023, 31(2): 1677-1691.
- [21] Ge Y, Chen J, Yang J, et al. Angular sensitivity of an x-ray differential phase contrast imaging system with real and virtual source images[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(11): 2791-2794.
- [22] Sauter A P, Andrejewski J, De Marco F, et al. Optimization of tube voltage in X-ray dark-field chest radiography[J]. *Scientific Reports*, 2019, 9(1): 8699.

(责任编辑 胡亚敏)