

第三代同步辐射光源 X 射线相干性测量研究*

戚俊成¹⁾²⁾ 叶琳琳¹⁾²⁾ 陈荣昌¹⁾ 谢红兰¹⁾ 任玉琦¹⁾
杜国浩¹⁾ 邓彪¹⁾ 肖体乔^{1)2)†}

1) (中国科学院上海应用物理研究所, 上海 201800)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2013 年 11 月 26 日收到; 2014 年 1 月 10 日收到修改稿)

随着高性能第三代同步辐射光源的建成开放, 基于 X 射线相干特性的实验方法得到了快速发展和广泛应用. 作为一个典型的例子, X 射线相位衬度成像已经成为常规的 X 射线实验方法并向用户开放. 相干散射、相干衍射成像、光子关联谱等 X 射线实验方法正日益受到重视, 在高空间分辨、时间分辨等研究领域已显示出其独特的优越性. 因此, 研究和测量第三代同步辐射的空间相干特性对进一步发展这些新的实验方法具有重要意义. 基于 Talbot 自成像原理成功测量了上海光源 X 射线成像线站发射的 X 射线的空间相干长度, 并进而测得了相应光源的空间尺度. 光子能量为 33.2 keV 时, 测得的 X 射线光束垂直方向空间相干长度为 8.84 μm , 对应的光源尺寸为 23 μm , 测量结果与理论分析相符.

关键词: X 射线光学, 相干长度, 光栅干涉仪, 同步辐射

PACS: 42.25.Kb, 41.60.Ap, 07.60.Ly, 87.59.-e

DOI: 10.7498/aps.63.104202

1 引言

众所周知, 包括 X 射线在内的所有光波都具备相干性, 同时相干性又可分为时间相干性和空间相干性. 随着第三代同步辐射及 X 射线自由电子激光的发展, X 射线光源的亮度有了大幅度提高, 其相干性越来越好. 目前第三代同步辐射的发展趋势是发射度越来越小, 已运行装置正通过升级改造进一步降低发射度, 新建装置更是瞄准 0.1 nm-rad 的发射度, 从而使得 X 射线相干性大幅提高, 部分装置发射的真空紫外乃至软 X 射线甚至可以达到完全空间相干. 随着 X 射线自由电子激光的陆续建成使用, 同时具备高空间相干和时间相干的 X 射线光源已经成为现实, 一批全新的研究成果正不断涌现. 近年来, 基于 X 射线相干特性的实验方法正变得日益重要, 代表了 X 射线实验方法的未来发展方向, 主要包括 X 射线全息术^[1]、相干 X 射线衍射成像^[2]、X 射线相衬成像^[3-6] 以及 X 射线光子关联谱

学^[7,8] 等等. 因此, 研究和测量 X 射线光源的相干特性对基于相干特性的实验方法的发展及其推广应用具有重要意义.

对同步辐射而言, 由于时间相干性可直接由单色器的能量分辨率估算, 相干性研究通常侧重于空间相干性. 在经典光学理论中, 空间相干长度可以根据杨氏双缝实验的干涉条纹可见度测量, 这一方法同样适用于硬 X 射线. 由于 X 射线波长很短, 利用杨氏双缝实验测量其空间相干性相对较难, Suzuki^[9] 利用该方法成功地测量了 SPring-8 成像光束线的空间相干长度. 此外, 借助光纤、小孔等特定样品也可以对 X 射线的空间相干长度进行定量测试^[10]. 随着同步辐射实验技术的发展和同步辐射光相干性的提高, 另一种相对简便的 X 射线空间相干性测量方法^[11] 是直接借助于光栅自成像, 即通过 Talbot 效应^[12] 实现空间相干性测量. 当用一块相位光栅和一块吸收光栅组成光栅干涉仪^[5] 后, 基于 X 射线 Talbot 效应的 X 射线光栅干涉仪同样也可以对 X 射线空间相干性进行测量^[13].

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2010CB834301) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: tqxiao@sinap.ac.cn

上海光源是一台电子能量为3.5 GeV、自然发射度为3.9 nm·rad的高性能第三代同步辐射光源^[14],其X射线辐射已具备了较高的空间相干性.目前,与光源相干特性密切相关的实验方法及其相关应用研究正逐步成为主流.相位衬度成像、干涉光刻等实验方法已成为主流实验方法向用户开放,并在生物医学、材料科学等领域取得了重要的研究成果^[14-17].相干衍射成像、相干散射等基于X射线相干特性的实验方法正在发展中^[18].因此,研究上海光源X射线光束的空间相干特性十分必要.本文基于Talbot效应,利用X射线光栅干涉仪测量研究上海光源X射线光束的空间相干特性.

2 原理

2.1 干涉条纹对比度与相干度的关系

同可见光一样,X射线光束叠加时可能产生两种极端效果.第一种情形是复振幅叠加,形成可见度^[13]为1的干涉图样,这种情况称为完全相干.第二种情形是仅为强度叠加,观察不到干涉图样,称为完全不相干.在实际情况下,受光源本身特征的限制,其辐射光束叠加特性居于两者之间,即部分相干.对于部分相干问题,一般从时间相干性和空间相干性两部分考虑,其中时间相干性描述光场同一点不同时刻发出两列光波之间的相干性,空间相干性描述光场中同一时刻不同点发出两列光波之间的相干性.

如图1所示,考虑从点 S_1 和点 S_2 发射出的两束光波 $\mathbf{E}_1(r_1, t_1)$ 和 $\mathbf{E}_2(r_2, t_2)$ 在 P 点部分相干叠加,则 P 点的总光强 I_P 为

$$I_P = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re}[\gamma_{12}(\tau)], \quad (1)$$

式中, $I_1 = |\mathbf{E}_1^2|$, $I_2 = |\mathbf{E}_2^2|$, \mathbf{E}_1 和 \mathbf{E}_2 分别为从点 S_1 和点 S_2 发射出的两束光波在 P 点的复振幅, $\gamma_{12}(\tau)$ 为复相干度, τ 为相干时间. $\gamma_{12}(\tau)$ 可以分为以下三种情况: $|\gamma_{12}(\tau)| = 1$,两束光波完全相干; $0 < |\gamma_{12}(\tau)| < 1$,两束光波部分相干; $|\gamma_{12}(\tau)| = 0$,两束光波完全不相干.

对于频率为 ν 的光波,复相干度可以表示为

$$\gamma_{12}(\tau) = |\gamma_{12}(\tau)| \exp\{j[2\pi\nu\tau + \phi_{12}(\tau)]\}, \quad (2)$$

式中 $|\gamma_{12}(\tau)|$ 为 $\gamma_{12}(\tau)$ 的模.于是(1)式可以写为

$$I_P = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)| \cos[\phi_{12}(\tau) + \delta], \quad (3)$$

式中, δ 为光波从 S_1 和 S_2 到达 P 点的相位差(图1), $\delta = 2\pi\nu\tau = 2\pi/\lambda(r_2 - r_1)$,其与光源性质无关; λ 为光束波长, $\phi_{12}(\tau)$ 为光波在 S_1 和 S_2 的相位差,其与光源性质有关.

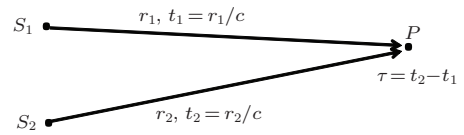


图1 空间相干性和时间相干性的示意图

根据干涉条纹的可见度,可以测量光场的相干度^[10,13],干涉条纹可见度 V 的定义为^[13]

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (4)$$

其中, I_{\max} 和 I_{\min} 分别为干涉条纹光强度的极大值和极小值.由(3)式可得到 P 点处光强的极大值和极小值,

$$I_{\max} = I_1(P) + I_2(P) + 2\sqrt{I_1(P)I_2(P)} |\gamma_{12}(\tau)|, \quad (5)$$

$$I_{\min} = I_1(P) + I_2(P) - 2\sqrt{I_1(P)I_2(P)} |\gamma_{12}(\tau)|, \quad (6)$$

于是干涉条纹可见度

$$V = \frac{2\sqrt{I_1(P)I_2(P)}}{I_1(P) + I_2(P)} |\gamma_{12}(\tau)|. \quad (7)$$

当 $I_1 = I_2$ 时,可见度等于相干度的模,

$$V(\tau) = |\gamma_{12}(\tau)|. \quad (8)$$

当光源不是完全的单色光时,其物理模型如图2所示.用一个扩展准单色光源照射一个屏, $\bar{\lambda}$ 为光束平均波长,其中光源坐标用 (α, β) 坐标系表征,光屏坐标用 (x, y) 坐标系表征,根据van Cittert-Zernike定理^[19],屏上任意两点 Q_1 和 Q_2 的相干度可以表示为

$$|\gamma_{12}(\tau)| = \frac{\exp(j\varphi) \int_{-\infty}^{+\infty} I(\alpha, \beta) \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda z}(\Delta x\alpha + \Delta y\beta)\right] d\alpha d\beta}{\int_{-\infty}^{\infty} I(\alpha, \beta) d\alpha d\beta}. \quad (9)$$

由(9)式可知,当光源本身的尺度以及观察区域的尺度都远小于二者的距离时,观察区域上的相干度正比于光源强度分布的归一化傅里叶变换的绝对值.其中相位因子 $\exp(j\varphi)$ 并不影响复相干度的模,所以相干度 $|\gamma_{12}|$ 只与观察面上选定的 Q_1 和 Q_2 两点的坐标差 $(\Delta x, \Delta y)$ 有关.用类似于光栅的线光源代替点光源时,则(9)式将会变为一维的方程,相干度 $|\gamma_{12}|$ 正比于光源强度分布函数沿着垂直于线光源方向上的归一化傅里叶变换的绝对值.而两个线光源之间的相干度只与这两个光源在空间上的距离 Δy 有关.如图3所示,X射线光栅衍射后的光束可以近似认为是多条线光源.

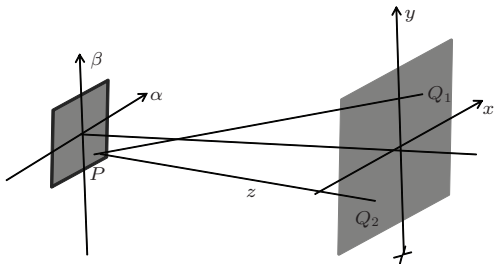


图2 van Cittert-Zernike 定理的几何关系示意图

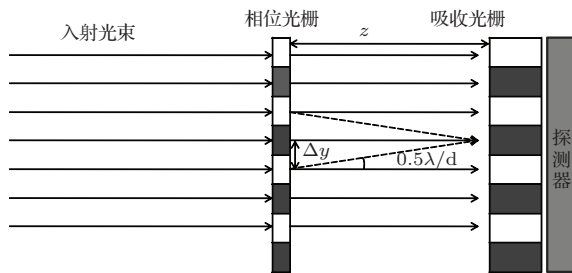


图3 用于测量X射线光束空间相干性的光栅干涉仪示意图

2.2 光源特性

作为第三代同步辐射光源,上海光源所发出的X射线的单色化由双晶单色器实现,其单色性 $(\Delta E/E)$ 通常为 10^{-3} — 10^{-4} 范围.X射线能量越低或波长越长,单色性越高,相应地,其时间相干性也越高.对于时间相干性和空间相干性要求均较高的实验,如X射线相干衍射成像,通常采用能量为7—12 keV的X射线.而对于时间相干性要求相对较低的实验方法,如X射线相位衬度成像,工作能区可以到30 keV或更高.上海光源的低电子发射度直接决定了它小的光源点尺寸,又由于其光子发射度随能量的增高而降低,从而保证了其辐射光在X射线波段仍具有较高的空间相干性.这些特性对于开展X射线定量相衬成像是十分有利的,从而使得X射线成像可以从结构成像、定性成像提升到密

度成像、定量成像^[20].

本文研究基于BL13W1扭摆器辐射的X射线线展开,其水平方向的辐射通常是多个磁极辐射的叠加,空间相干性相对较低,这里仅研究其垂直方向的相干特性.同步辐射光源所发射的光束可以近似认为符合高斯强度分布,其垂直方向的光强分布可由下式表示:

$$I(\beta) = I_0 \exp\left(-\frac{\beta^2}{2\sigma_\beta^2}\right), \quad (10)$$

式中, σ_β 为沿垂直方向 β 的光源尺寸, β 为光源所在平面的坐标, I_0 为 β 方向上的最大光强. BL13W扭摆器的辐射功率角分布如图4所示.这里 θ_α 和 θ_β 分别为水平方向和垂直方向上的张角.图5给出了光子能量为30 keV时,Shadow追迹得到的光源尺寸及其发散角,由点列图的分布可以看出,光源的强度分布在水平方向和垂直方向均接近高斯分布.由图5可以得到,光源点的尺寸为 $408 \mu\text{m} \times 23 \mu\text{m}$, 发散角为 $5.14 \text{ mrad} \times 0.15 \text{ mrad}$, 垂直方向上光源的尺寸和发散角都远小于水平方向上光源的尺寸和发散角.相应地,垂直方向上光源的相干特性也远高于水平方向上光源的相干特性.

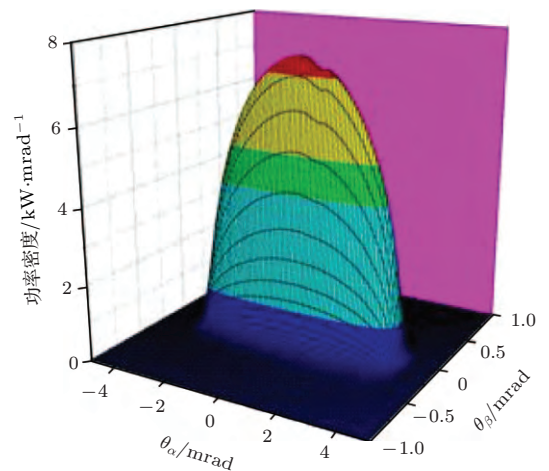


图4 BL13W 线站的扭摆器辐射功率密度角分布

对于此高斯分布的准单色光,利用 van Cittert-Zernike 定理对其进行归一化傅里叶变换并取绝对值,即得到任一测试面上光束在垂直方向上的相干度为

$$|\gamma(y)| = \gamma_0 \exp\left(-\frac{\Delta y^2}{2\xi_y^2}\right), \quad (11)$$

式中, Δy 为测试面上两点之间的距离,在本文中,其代表相位光栅上的两点之间的距离; ξ_y 为距光源 z 远的测试面上辐射光的空间相干长度,

$\xi_y = \lambda z / (2\pi\sigma_\beta)$; z 为测试面到光源的距离. 综合 (8) 和 (11) 式可知, 只要能测出透过相位光栅的 X 射线干涉条纹的可见度, 就可以得到相位光栅所在平面上 X 射线的相干度, 进而计算出光束的空间相干度和光源尺寸.

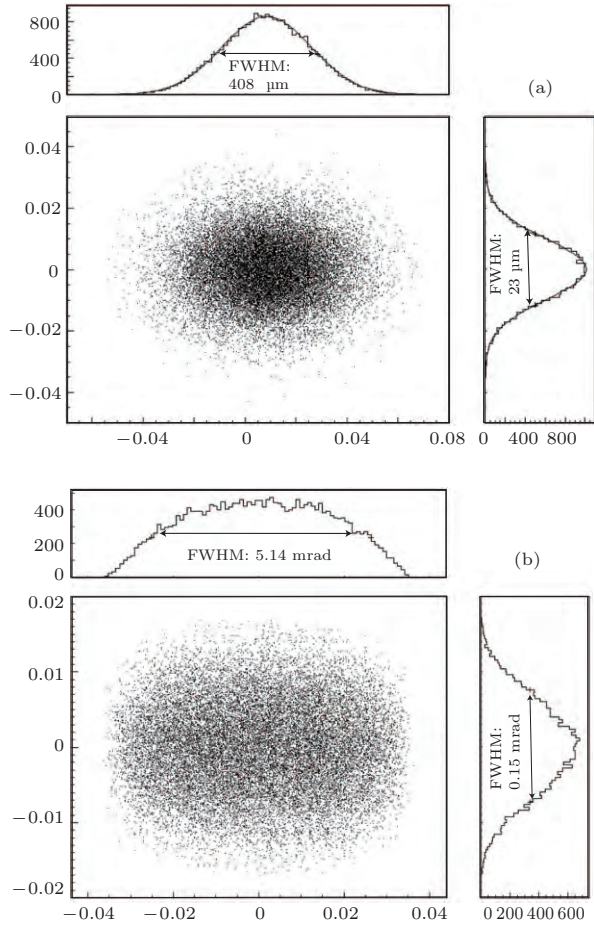


图5 光子能量为 30 keV 时, BL13W 线站的扭摆器辐射光源尺寸及张角分布 FWHM 表示谱线半高全宽 (a) 光源尺寸; (b) 张角

2.3 测量原理

对于可见光, 当用理想的相干光照明周期性的物体时, 在此物体后一定距离处都会周期性地出现该物体的像, 这种现象称为 Talbot 效应. 这一现象对 X 射线光栅同样适用, 其是我们开展相干性测量的物理基础. 对于周期为 d 的光栅, 其光栅透过率函数 $T(x, y)$ 可以傅里叶展开为

$$T(x, y) = \sum_n a_n \exp\left(2\pi i \frac{ny}{d}\right). \quad (12)$$

用单位振幅的单色平面波照明此光栅, 在傍轴近似的情况下, 光栅后距离 z 处的光场的复振幅函数可以表达为

$$E(x, y, z)$$

$$= \sum_n a_n \exp\left(-\pi i \frac{n^2 z \lambda}{d^2}\right) \exp\left(2\pi i \frac{ny}{d}\right), \quad (13)$$

式中 λ 为入射 X 射线波长. 对于吸收光栅, 当光传播距离 $z = nd^2/\lambda$ 时, 光场的振幅分布与光栅的振幅分布相同, 该距离 z 称为 Talbot 距离 z_T . 对于相位光栅, 它对 X 射线波前的周期性相位调制一般都是 π 或者 $\pi/2$, 在分数倍的 Talbot 距离处, 光栅对波前的相位调制将会转变为振幅条纹, 此效应称为相位光栅的分数 Talbot 效应. 综合吸收光栅和相位光栅的 Talbot 自成像规律, 则光栅 Talbot 效应可由如下公式表示 [21]:

$$z_T = \frac{n}{2\lambda} \left(\frac{d}{\eta}\right)^2 \quad (n = 1, 3, 5, \dots). \quad (14)$$

当光栅是相位调制为 π 的相位光栅时, $\eta = 2$; 当光栅是吸收光栅或者是相位调制为 $\pi/2$ 的相位光栅时, $\eta = 1$.

对于 $\pi/2$ 相位光栅, 光栅自成像主要被理解为相邻衍射级次之间的叠加 [22]. 对于周期为 d 的 $\pi/2$ 相位光栅, 通过分析可得到一阶衍射光束的衍射角为 $0.5\lambda/d$ (图 3). 当传播距离 z 后, 零级与 ± 1 级之间的干涉条纹都是由相位光栅平面上距离零级透射光波为 $\pm 0.5\lambda z/d$ 的两条刻线产生的衍射光波与零级透射光波的干涉结果, 所以空间相干度 (11) 式中 Δy 与传播距离 z 的关系为 $\Delta y = 0.5\lambda z/d$. 因此只要测得相位光栅特定 Talbot 距离处的干涉条纹可见度及其变化规律, 就可以得到待测 X 射线束在相位光栅处的相干度.

由于 X 射线相位光栅的周期一般都是微米量级, 要直接探测到相位光栅自成像的干涉条纹需要高分辨率的 X 射线探测器, 直接探测较为困难. 因此, 在相位光栅后面加入一块吸收光栅以组成光栅干涉仪 (图 3), 让吸收光栅条纹与经过相位光栅后的光束干涉条纹进行叠加, 从而产生莫尔条纹. 莫尔条纹周期与相位光栅和吸收光栅刻线的夹角成反比, 只要合理调节此角度, 就可以得到将相位光栅干涉条纹放大的莫尔条纹, 只要测得此莫尔条纹的可见度就可以得到光栅自成像条纹的可见度 [13,16], 进而测得 X 射线光束的相干度.

3 实验装置

实验在上海光源 X 射线成像及生物医学应用 BL13W 光束线站进行. 作为先进的第三代同步辐射光源, 上海光源的亮度比普通 X 光管高 12 个量级以上, 其空间相干性自然远高于普通 X 射线光

源. X射线光栅干涉仪搭建于上海光源BL13W光束线站^[16], 该线站采用1.9 T的Wiggler光源和液氮冷却双晶单色器, 能提供8—70 keV的单色X射线, 能量分辨率 $\Delta E/E = 3 \times 10^{-3}$, 光子通量密度为 $2.3 \times 10^{10} \text{ phs}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{mm}^{-2}@20 \text{ keV}$. 如图6所示, 光栅干涉仪系统由相位光栅、吸收光栅、旋转台及探测器组成. X射线经相位光栅衍射后, 其干涉条纹(Talbot 自成像)与吸收光栅刻线进行叠加, 得到莫尔条纹. 紧贴吸收光栅放置一套X射线探测器, 用于记录放大后的莫尔条纹. 整套系统置于距离光源约34 m处的大理石隔振平台上, 以保证系统的稳定性. 吸收光栅安装在一个精密转台上, 可根据实验要求同步调整其与相位光栅刻线之间的夹角. 从而改变莫尔条纹的周期. 而两光栅之间的水平距离和垂直高度可分别通过安装在其底座上的精密位移台远程控制. 在采集图像过程中, 使用Photonic Science公司生产的9 μm 像素X射线探测器记录莫尔条纹图像.

此外, 为满足实验中对不同X射线能量的要求, 配备了3套不同能量的光栅, 其具体参数列表于表1. 实验中基于这三套光栅, 当X射线光子能量不同时, 测试了上海光源BL13W光束线站发射的X射线光束在垂直方向上的空间相干长度.

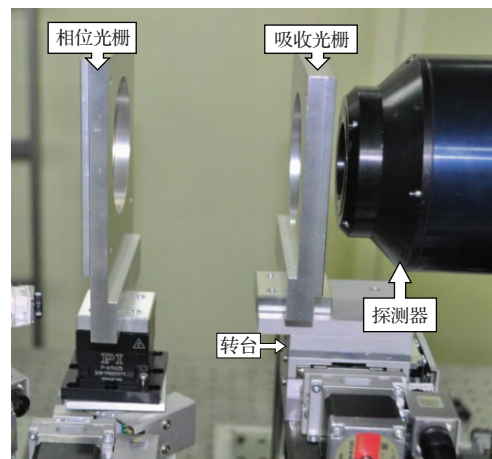


图6 光栅干涉仪实物图

表1 光栅参数列表

光子能量/keV	相位光栅周期/ μm	相位光栅的相位变化	吸收光栅周期/ μm	吸收光栅金刻线条纹高度/ μm
15.0	2.392	$\pi/2$	2.4	55
20.0	2.389	$\pi/2$	2.4	55
33.2	2.394	$\pi/2$	2.4	55

4 实验结果及分析

由于BL13W线站发射的单色X射线能量可调谐范围较大, 为了更好地研究较大能量范围内X射线的相干特性及其变化规律, 实验中依次选择了15, 20和33.2 keV这三个较常使用的光子能量, 实验装置如图6所示. 为操作方便起见, 实验将吸收光栅紧贴放置于探测器之前, 并且将其固定在探测器前端. 因此通过调节探测器与相位光栅之间的距离可实现待测光束经相位光栅衍射后其干涉条纹随传播距离的变化过程. 为更好地研究干涉条纹的变化规律, 选择光栅的移动步长为2 mm, 每移动一步, 探测器记录一张莫尔条纹, 随着光栅的移动, 即可记录下莫尔条纹随传播距离的变化规律.

图7给出了不同距离处探测器记录的莫尔条纹图像, 入射X射线光子能量为15 keV, 对应的Talbot距离 $z_T = 34 \text{ mm}$. 由(14)式可知, 只有在奇数倍的Talbot距离处, 相位光栅才会自成像. 从图7(a)可以看出, 当 $z = z_T$ 时, 可以得到清晰的莫

尔条纹, 这意味着相位光栅在此处形成了清晰的自成像条纹. 在图7(b)中, 相位光栅与吸收光栅间的距离 $z = 2z_T$, 没有观测到莫尔条纹, 这说明相位光栅在此位置没有产生自成像. 由图7(c)可知, 当间距进一步增大至 $z = 3z_T$ 时, 又可以观察到相位光栅清晰的自成像. 对比图7(a)和(c)发现, 随着光栅间距的增大, 莫尔条纹的周期明显减小, 这主要是由于实验中所用光束并不是严格的平行光, 其具有一定的发散性. 因此, 当两光栅间的距离增大时, 相位光栅自成像条纹的周期也相应地被放大, 莫尔条纹不再是由两套周期相同的光栅条纹叠加而成, 而是由周期具有一定差异的光栅条纹叠加而成, 进而导致莫尔条纹周期变小.

由于Talbot距离随光子能量变化而变化, 能量越高, Talbot距离越大. 由于探测器到相位光栅的距离调节范围有限, 为获得充足的实验数据点, 不同能量点的扫描范围不一样. 另外, 从图6所示的光栅干涉仪实物图可以看出, 为了保护光栅, 实验所用的光栅分别嵌入到各自的支架当中, 两块光栅不可能无限接近, 因而扫描的初始距离不是从

0 mm 开始, 而是从 20 mm 开始, 详细的实验参数列于表 2.

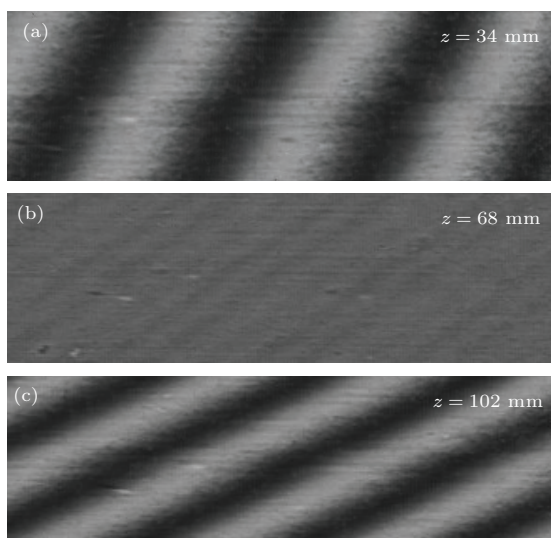


图 7 不同距离处莫尔条纹的分布 光子能量为 15 keV. (a) 两光栅之间的距离 $z = 34$ mm; (b) 两光栅之间的距离 $z = 68$ mm; (c) 两光栅之间的距离 $z = 102$ mm

在整个实验过程中, 吸收光栅的周期为 $2.4 \mu\text{m}$, 探测器的像素尺寸为 $9 \mu\text{m}$. 通过分析可知, 只要固定探测器与吸收光栅的相对位置, 此时探测器测量得到的莫尔条纹可见度等于相位光栅自成像条纹的可见度. 依据 (4) 式可以计算得到每一张图片所示条纹的可见度, 进而可绘制出同一能量点的莫尔条纹可见度随两光栅间距的变化, 结果如图 8 所示. 提取变化规律图中对比度最大时的值就可以得到相位光栅处于不同阶 Talbot 距离处时相位光栅干涉条纹的可见度, 亦即两列波的相干度. 最后, 利用 Matlab 软件将不同阶 Talbot 距离处的条纹可见度以 (11) 式所示高斯函数为原型进行拟合. 在拟合过程中, Δy 和 $|\gamma(y)|$ 为已知参数, 其中 $\Delta y = 0.5\lambda z/d$, z 为两光栅之间的距离; $|\gamma(y)|$ 为光束相干度. 此时 $|\gamma(y)|$ 等于 Talbot 距离处相位光栅自成像条纹的可见度, 同时令 $\gamma_0 = 1$. 拟合结果如图 8 中实线所示, 在拟合完成的同时 Matlab 还会输出拟合后高斯函数的常数——未知

参数 ξ_y . 根据 (11) 式可知, 此参数即为被测 X 射线束的相干长度. 从图 8 可以清楚地看出, 随着光栅间距的增加, 干涉条纹可见度振荡变化, 在 Talbot 距离处可见度达到最大值. 同时, 随着光栅间距的增加, 其振荡幅度——Talbot 距离处的条纹可见度也在不断减小, 这也说明相位光栅平面上两点分开的距离 Δy 越大, 两点之间相干度就越小.

利用测得的相干长度值可进一步计算出相应的光源尺寸, 具体结果列于表 3. 作为比较, 同时给出了光源尺寸的理论值. 从表 3 所列结果可以看出, 随着光子能量的升高, X 射线光束在相位光栅处的空间相干长度逐步减小, 这与理论预期的结果相符. 比较光源尺寸测量值与理论值可知, 在光子能量相对较低, 即 $E = 15, 20$ keV 时, 测量值与理论值偏差较大. 而当光子能量达到 33.2 keV 时, 测量结果与理论值基本一致. 造成这种现象的原因有两方面: 一方面是光传输过程中光学元件对 X 射线光束空间相干性的破坏; 另一方面是同步辐射光束并非真正的平行光. X 射线光束由插入件到达相位光栅的过程中, 其会依次穿过滤波片、铍窗和单色器等光学元件, 元件表面的粗糙度会直接导致光束的相干度下降. 随着 X 射线光子能量的升高, 光学元件表面粗糙度对入射 X 射线光束相干特性的影响会减小 [23]. 因而, 从表面粗糙度对 X 射线空间相干性的影响角度看, 较高光子能量的空间相干度测量值与实际值的差别相对较小, 由此推算的光源尺寸自然越接近理论值. 另一方面, 第三代同步辐射光其垂直方向发射度很小, 但仍然还是有 $150 \mu\text{rad}$ 左右的发散角. 光子能量低的光其发散角较大, 随着光子能量的升高, 光束发散角减小, 其越接近于平行光. 也就是, 能量较高时测量的结果更准确. 综上所述, 表 3 中 33.2 keV 光子能量处测得的结果应该是跟实际值最接近的. 此能量点处推得的光源尺寸与理论值相符得较好, 这也从另一个角度说明相干长度的实验测量结果是可信的.

表 2 不同光子能量对应的实验参数

光子能量/keV	Talbot 距离/mm	初始距离/mm	扫描步长/mm	扫描范围/mm	曝光时间/ms
15.0	34.8	20	2	20—790	130
20.0	46.5	20	2	20—928	22
33.2	77.0	20	2	20—1210	25

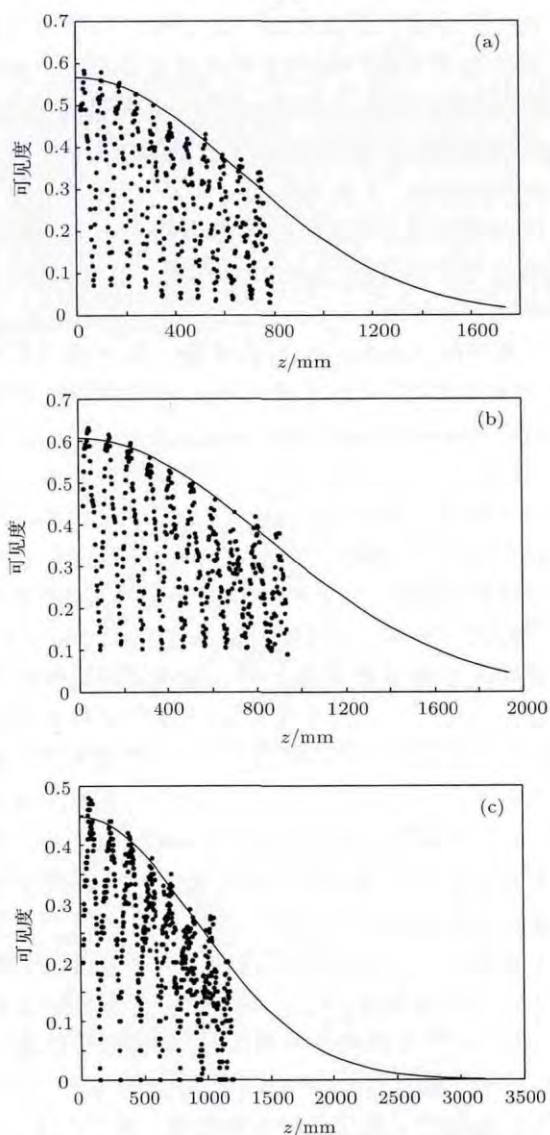


图8 光子能量不同时,干涉条纹可见度随光栅间距变化的测量结果及其相应的高斯拟合曲线 (a) 光子能量为15 keV; (b) 光子能量为20 keV; (c) 光子能量为33.2 keV

由三个能量点的测量结果可知,光子能量为15 keV时相干长度为12.68 μm,光子能量为20 keV时相干长度为11.02 μm,光子能量为33.2 keV时相干长度为8.84 μm.同轴相位衬度成像的物理机理是在折射率突变处X射线的局域干涉导致的边沿增强效应,形成局域干涉的条件为在特定区域重叠的X射线光场是空间相干的.考虑到部分相干效应,实际应用中空间相干长度的要求并不高,相干度降低导致的结果是边沿增强效应减弱,图像轮廓衬度降低.对于30 keV以下的X射线光束,样品处其空间相干长度为10 μm左右.为获得最优的边沿增强衬度,探测器的空间分辨率为1 μm左右应该是最佳选择.对于更高能量的X射线,亚微米探测器应该可以获得最佳边沿增强效果,这样可以将

X射线数字探测器像素有限尺度导致的卷积展宽效应的影响降到足够小^[24].

表3 空间相干长度和光源尺寸的实验测量结果

能量/keV	相干长度/μm	光源尺寸	
		测量值/μm	论值/μm
15.0	12.68	35.3	23
20.0	11.02	30.4	22
33.2	8.84	23.0	22

5 结 论

基于van Cittert-Zernike定理,本文给出了干涉条纹可见度与X射线空间相干度之间的关系.结合Talbot自成像和莫尔条纹放大效应,成功建立了一套基于光栅干涉仪的X射线空间相干度测量系统.该系统可通过测量由相位光栅自成像条纹与吸收光栅条纹相叠加而形成的莫尔条纹的可见度,进而测得相位光栅所在平面的X射线空间相干长度,通过进一步计算,还可以得到对应光源的空间尺度.实验结果表明,光子能量为33.2 keV时,上海光源成像线站扭摆器光源所发出的X射线在垂直方向的相干长度为8.84 μm,测量结果与理论分析相符.这一测量结果表明,在33.2 keV的较高X射线能量处,成像线站发射的X射线空间相干长度仍可保证同轴轮廓成像等直接基于X射线相干特性的实验方法具备较好的衬度和信噪比,根据这一测量结果,对于同轴轮廓成像而言,考虑到其边沿增强效应源自X射线的局域干涉,为减小探测器有限像素尺度导致的卷积效应对成像衬度的影响,从而获得最佳成像效果,探测器分辨率应设定为1 μm左右.本文实验中使用的光栅干涉仪其视场相对较大,该方法可用于较大面积X射线光束的相干性测量.如果将光栅干涉仪与相阶扫描方法^[16]结合起来,还可以测得相位光栅所在平面每一像素点的相干性,即X射线光束相干性的空间分布特性.该方法测得的结果可以为对均匀照明有较高要求的实验方法发展提供重要参考.

感谢中国科学院高能物理研究所朱佩平研究员的讨论和上海光源BL13W1线站工作人员在实验方面的帮助.

参考文献

[1] McNulty I, Kirz J, Jacobsen C, Anderson E H, Howells M R, Kern D P 1992 *Science* **256** 1009

- [2] Zhou G Z, Tong Y J, Chen C, Ren Y Q, Wang Y D, Xiao T Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 028701 (in Chinese) [周光照, 佟亚军, 陈灿, 任玉琦, 王玉丹, 肖体乔 2011 物理学报 **60** 028701]
- [3] Chapman D, Thomlinson W, Johnston R E, Washburn D, Pisano E, Gmür N, Zhong Z, Menk R, Arfelli F, Sayers D 1997 *Phys. Med. Biol.* **42** 2015
- [4] Wilkins S W, Gureyev T E, Gao D, Pogany A, Stevenson A W 1996 *Nature* **384** 335
- [5] Weitkamp T, Diaz A, David C, Pfeiffer F, Stampanoni M, Cloetens P, Ziegler E 2005 *Opt. Express* **13** 6296
- [6] Weitkamp T, Noehammer B, Diaz A, David C, Ziegler E 2005 *Appl Phys. Lett.* **86** 54101
- [7] Grübel G, Zontone F 2004 *J. Alloys Compd.* **362** 3
- [8] Fivet L 2007 *Acta Crystallogr. A* **63** 87
- [9] Suzuki Y 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 1026
- [10] Kohn V, Snigireva I, Snigirev A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2745
- [11] Guigay J P, Zabler S, Cloetens P, David C, Mokso R, Schlenker M 2004 *J. Synchrotron Radiat.* **11** 476
- [12] Talbot H F 1836 *Philos. Mag.* **9** 401
- [13] Pfeiffer F, Bunk O, Schulze-Briese C, Diaz A, Weitkamp T, David C, van der Veen J F, Vartanyants I, Robinson I K 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 164801
- [14] Xue Y L, Xiao T Q, Wu L H, Chen C, Guo R Y, Du G H, Xie H L, Deng B, Ren Y Q, Xu H J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5496 (in Chinese) [薛艳玲, 肖体乔, 吴立宏, 陈灿, 郭荣怡, 杜国浩, 谢红兰, 邓彪, 任玉琦, 徐洪杰 2010 物理学报 **59** 5496]
- [15] Chen R C, Dreossi D, Mancini L, Menk R, Rigon L, Xiao T Q, Longo R 2012 *J. Synchrotron Radiat.* **19** 836
- [16] Qi J C, Ren Y Q, Du G H, Chen R C, Wang Y D, He Y, Xiao T Q 2013 *Acta Opt. Sin.* **33** 1034001 (in Chinese) [戚俊成, 任玉琦, 杜国浩, 陈荣昌, 王玉丹, 和友, 肖体乔 2013 光学学报 **33** 1034001]
- [17] Liu X X, Zhao J, Sun J Q, Gu X, Xiao T Q, Liu P, Xu L X 2010 *Phys. Med. Biol.* **55** 2399
- [18] Zhou G Z, Wang Y D, Ren Y Q, Chen C, Ye L L, Xiao T Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 018701 (in Chinese) [周光照, 王玉丹, 任玉琦, 陈灿, 叶琳琳, 肖体乔 2012 物理学报 **61** 018701]
- [19] Max B, Emil W (translated by Yang J S) 2009 *Principles of Optics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) pp239–520 (in Chinese) [马克斯L, 埃米尔W著 (杨葭荪译) 2009 光学原理 (北京: 电子工业出版社) 第239—520页]
- [20] Liu H Q, Ren Y Q, Zhou G Z, He Y, Xue Y L, Xiao T Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 078701 (in Chinese) [刘慧强, 任玉琦, 周光照, 和友, 薛艳玲, 肖体乔 2012 物理学报 **61** 078701]
- [21] Weitkamp T, Zanette I, David C, Baruchel J, Bech M, Bernard P, Deyhle H, Donath T, Kenntner J, Lang S, Mohr J, Muller B, Pfeiffer F, Reznikova E, Rutishauser S, Schulz G, Tapfer A, Valade J P 2010 *Proc. SPIE* **7804** 780406
- [22] Momose A, Yashiro W, Takwsa Y, Suzuki Y, Hattori T 2006 *Jpn. J. Appl. Phys.* **45** 5254
- [23] Wang Y, Xiao T Q, Xu H J 2000 *J. Synchrotron Radiat.* **7** 209
- [24] Xiao T Q, Bergamaschi A, Dreossi D, Longo R, Olivo A, Pani S, Rigon L, Rokvic T, Venanzi C, Castelli E 2005 *Nucl. Instrum. Meth. A* **548** 155

Coherence of X-ray in the third synchrotron radiation source*

Qi Jun-Cheng¹⁾²⁾ Ye Lin-Lin¹⁾²⁾ Chen Rong-Chang¹⁾ Xie Hong-Lan¹⁾ Ren Yu-Qi¹⁾
Du Guo-Hao¹⁾ Deng Biao¹⁾ Xiao Ti-Qiao^{1)2)†}

1) (*Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

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

(Received 26 November 2013; revised manuscript received 10 January 2014)

Abstract

Since the third generation synchrotron radiation source came into service, the X-ray techniques which relate to coherent property have quickly developed and been widely used. Typically, X-ray phase contrast imaging has become a conventional imaging method. The X-ray techniques, such as coherence scattering, coherent diffraction imaging, and photon correlation spectroscopy, have received more attention and shown unique superiority in the field of high spatial and time resolution. So quantifying the coherent property of X-ray source is meaningful for those novel X-ray techniques. In this article, based on the Talbot self-imaging phenomenon, the spatial coherent property and the scale of X-ray source of X-ray imaging and biomedical application beam line in Shanghai synchrotron radiation facility are measured. The results show that when the photon energy is 33.2 keV, the spatial coherence length is 8.84 μm and source size is 23 μm in the vertical direction, and the test result is in agreement with the theoretical value.

Keywords: X-ray optics, coherence length, grating interferometer, synchrotron radiation

PACS: 42.25.Kb, 41.60.Ap, 07.60.Ly, 87.59.-e

DOI: [10.7498/aps.63.104202](https://doi.org/10.7498/aps.63.104202)

* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2010CB834301).

† Corresponding author. E-mail: txiao@sinap.ac.cn