

Talbot-Lau Röntgen-Interferometrie für die zerstörungsfreie Prüfung

Yury SHASHEV¹, Andreas KUPSCH¹, Axel LANGE¹, Sergei EVSEVLEEV¹, Ralf BRITZKE¹, Giovanni BRUNO¹, Bernd R. MÜLLER¹ ¹ Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM), 12205 Berlin

Kontakt E-Mail: andreas.kupsch@bam.de

Kurzfassung. Im vergangenen Jahrzehnt sind gitterinterferometrische Röntgenabbildungen zunehmend in den Fokus des Interesses gerückt. Sie sind insbesondere dann Vorteil, wenn der in der Standardradiographie erreichbare Kontrast nicht genügt, schwach absorbierende Mikro- und Nanostrukturen abzubilden.

Kosten Auf mehrerer Aufnahmen gestattet die Talbot-Lau Gitterinterferometrie, die Beiträge aus Absorption, Refraktion und (refraktiver) Streuung zu trennen. Dazu werden die Störungen der Interferenzmuster von Phasengittern ausgewertet. Im Gegensatz zu einer Vielzahl anderer refraktionsbasierter Abbildungsmethoden kann diese Technik mit konventionellen Röntgenröhren (mit divergenter, polychromatischer Strahlung) angewendet werden. Damit ist die Technik geeignet, typische ZfP-Fragestellungen zu lösen.

Hier stellen wir Untersuchungen zur Effizienz von Phasengittern vor. Die Visibilität (d.h. die Höhe der Oszillation im Interferenzmuster) wird als Funktion verschiedener geometrischer Parameter verfolgt. Eine Rotation um die Achse parallel zu den Gitterstegen ändert die Form des Gitterprofils (d.h. die Verteilung der Phasenschiebungen). Die kontinuierliche Variation des Winkels und des Detektionsabstandes führt zur Identifikation von ausgezeichneten Kombinationen mit maximaler Visibilität, wobei die Abstände deutlich geringer sind als im Standardaufbau mit senkrechter Gitterbestrahlung.

Unsere Studie umfasst Simulationen für monochromatische Quelle und den Vergleich zu experimentellen Ergebnissen mit der Synchrotronstrahlung.

In der Literatur wurden die Vorteile der Talbot-Lau Interferometrie für die zerstörungsfreie Prüfung von Faserkompositen und Verbundwerkstoffen demonstriert. Hier werden als Beispiele Messungen an Aluminiumtitanat (Al2TiO5) Pulver gezeigt.

Einführung

Standardisierte Röntgenbildgebungsverfahren, wie Radiographie oder Computertomographie (CT), stützen sich ausschließlich auf Intensität des Röntgenstrahls (Schwächung) beim Durchstrahlen der Probe. die direkt mit Hilfe eines Röntgenstrahldetektors gemessen werden kann. In der Phasenkontrast-Röntgenabbildung ist die Phasenverschiebung des Strahls, der durch die Probe verursacht wird, nicht direkt messbar, sondern wird in Intensitätsvariationen, die durch den Detektor erfasst werden, umgewandelt. Der Vorteil dieser Verfahren im Vergleich zur herkömmlichen Absorptionskontrast - Röntgenabbildung ist ein höherer Kontrast, der erlaubt, kleinere Details zu



sehen. Ein Nachteil ist, dass diese Verfahren komplexere Geräte, wie Synchrotron- oder Mikrofokus-Röntgenquellen, Röntgenoptiken und hochauflösende Röntgendetektoren erfordern. Die am häufigsten verwendeten Phasenkontrast-Röntgenabbildungstechniken sind die Kristallinterferometrie [1], ausbreitungsbasierte Methoden [2], analysator-basierte Bildgebung (Diffraction Enhanced Imaging [3]) sowie die gitterbasierte Bildgebung [4]. Die gitterbasierte Interferometrie beruht auf dem Talbot- Effekt, einem Nahfeld-Beugungseffekt, der zuerst 1836 von Henry Fox Talbot beobachtet wurde [5]. Dieser selbstabbildende Effekt erzeugt ein Interferenzmuster eines Beugungsgitters. In einem bestimmten Abstand (dem sog. Talbot Abstand) gibt dieses Muster die Struktur des Gitters. Die Talbot-Lau Technik ist ein modernes, zerstörungsfreies Verfahren, das bildgebend schnellen Zugang zu den Grenzflächeneigenschaften der Materialen liefert.

In dieser Studie haben wir die Effizienz (Visibilität) von Phasengittern, die einen Phasenkontrast der untersuchten Materialien ergibt, untersucht. In den folgenden Abschnitten wird der Talbot-Lau-Interferometrie-Aufbau, die Simulation von Interferenzmustern und Visibilitäten von Phasengittern mit variierenden Ausbreitungsabständen und Drehungen des Gitters um eine vertikale Achse vorgestellt.

Mittels monochromatischer Synchrotronstrahlung werden Phasengitter mit unterschiedlichen Designenergien als Funktion des Ausbreitungsabstandes charakterisiert. Es wird vorgestellt, wie sich die Visibilität durch Rotation des Phasengitters ändert. Die Simulationsergebnisse werden mit experimentellen Ergebnissen verglichen und Absorptions-, Refraktions- und Dunkelfeldbilder einer ersten untersuchten Probe (Aluminiumtitanat (Al2TiO5) Pulver) präsentiert.

1. Talbot-Lau-Interferometrie

Ein typisches gitterbasiertes Interferometer-Setup ist in Abb. 1(a) skizziert.



Abb. 1. (a) - Gitterbasierter Interferometer-Aufbau (Talbot-Lau-Interferometer). G0-Quellgitter, G1-Phasengitter,
 G2-Analyse-Gitter (mit *p_i* und *h_i* als Periode und Höhe der Gitter Gi (i = 0,1,2)). *Z_{tn}* – fraktioneller Talbot Abstand der Ordnung *n*. (b) - Tastverhältnis (*DC*) als Verhältnis der Stegbreite (*w*) zur Gitterperiode (*p*).

Zusätzlich zum herkömmlichen Radiographie- oder Tomographie-Setup (Röntgenquelle, Probe, Detektor), werden bei der Gitter-Interferometrie zusätzlich zwei oder drei Gitter (G0, G1, G2) entlang der optischen Achse in den Strahlengang gebracht [6]. Das erste Gitter (G0, "Quellgitter", mit der Periode p_0 und Gitterhöhe h_0) sorgt dafür, dass die Beleuchtung der des Interferometer-Gitters G1(p_1 , h_1) und G2 (p_2 , h_2) genug transversale Kohärenz hat, die eine Voraussetzung für Interferenzeffekt ist. Bei Einsatz kohärenter Quellen, wie z.B. Synchrotronquellen, kann auf G0 verzichtet werden. Die untersuchte Probe kann entweder vor oder hinter dem G1 platziert werden. Das Phasengitter moduliert die Phase der einfallenden Strahlung und erzeugt aufgrund des Talbot-Effekts Selbstabbildungen des Gitters in ausgezeichneten Abständen hinter G1. Die Abstände, in denen diese Selbstabbildungen entstehen, werden fraktionelle Talbot Abstände genannt [7]. Der volle Talbot-Abstand (Z_t) für einen Parallelstrahl berechnet sich mit der Wellenlänge λ als:

$$Z_t = 2p_1^2 / \lambda \tag{1}$$

Die fraktionellen Talbot-Abstände $(Z_{t, n})$ des Phasengitters, d.h. Abstände mit maximalen Intensitätsmodulationen, hängen vom Typ des Phasengitters (der nominellen Phasenschiebung) ab und werden durch folgende Formel beschrieben:

$$Z_{t,n} = nkZ_t \tag{2}$$

Dabei ist *n* die Talbot-Ordnung, *k* gibt das Verhältnis zwischen dem niedrigsten fraktionellen Talbot-Abstand und dem vollen Talbot-Abstand an. In den meisten Anwendungen werden Phasengitter mit $\pi/2$ [8] oder π [9] Phasenverschiebung mit einem Tastverhältnis (*DC*- duty cycle) von 0.5 (Verhältnis der Stegbreite (*w*) zur Gitterperiode (*p*) siehe Abb. 1 (b)) verwendet. Für eine $\pi/2$ -Phasenverschiebung ist k = 1/4, und für ein π -Phasenverschiebung ist k = 1/16 [13]. Das Analysegitter G2 wird an einer der Positionen $Z_{t,n}$ platziert. Das Analysegitter (*p*₂) weist die Periode des Interferenzmusters auf. Änderungen des Interferenzmusters werden durch Verschieben des Analysegitters (oder des Quellgitters) in *x*-Richtung (siehe Abb. 1 (a)) in mehreren diskreten Schritten erhalten. Dieses Verfahren ist aus der Literatur als phase stepping approach bekannt [10].

Wenn eine Probe in den Strahlengang eingebracht wird, ändert sie das Interferenzmuster und damit die Abtastungskurve in dreierlei Weise:

- 1. Absorbierende Proben skalieren die Abtastkurve mit einem konstanten Faktor. Von dieser Änderung kann der Absorptionskontrast extrahiert werden.
- 2. Makroskopisch phasenschiebende Proben verschieben das Interferenzmuster. Die Verschiebung der Abtastkurve gibt lokal monotone Phasengradienten der Probe wieder. Änderungen des Phasengradienten unterschiedlicher Größe ergeben einen (differentiellen) Phasenkontrast.
- 3. Proben mit Feinstrukturen verschieben das Interferenzmuster lokal (um Strecken kleiner als die Periode) in verschiedene Richtungen und dämpfen somit die Amplitude der Abtastkurve. Änderungen der Amplitude stellen den Dunkelfeld-Kontrast dar.

Der differentielle Phasenkontrast und der Dunkelfeld-Kontrast haben ihren Ursprung in dem gleichen physikalischen Prozess: der Röntgenrefraktion.

2. Simulation der Talbot Teppiche

Interferenzteppiche, auch Talbot-Teppiche genannt, werden durch Stapeln von linearen Interferenzmustern erzeugt, die bei unterschiedlichen Ausbreitungsabständen (d.h. Abstände hinter dem Phasengitter) detektiert werden. Für die Simulationen wurde ein Wellenfeldansatz verwendet. Wenn eine ebene kohärente Röntgenwelle auf die Probe trifft, wird die Phasenfront hinter dem Objekt durch Refraktion verzerrt. Die hier verwendeten Simulationen basieren auf dem Huygens-Fresnel-Prinzip. Es wird davon ausgegangen, dass das Phasengitter perfekt ist, keine Absorption zeigt und mit einer monochromatischen, ebenen Welle beleuchtet wird. Die Simulationen entstehen aus der Faltung von sphärischen Wellen mit der Gitterfunktion. Die Huygens-Fresnel-Wellenausbreitung wurde mit einem LabVIEWTM –basierten Code berechnet. Für ein Siliziumphasengitter (Gitterhöhe, h=43.2 µm) wurden Photonenenergien von 34 keV, 17 keV und 11.33 keV verwendet, was Phasenschiebungen $\Delta \varphi$ von π , 2π und 3π entspricht. Die Phasenschiebung wird als

$$\Delta \varphi = 2\pi h \delta / \lambda \tag{3}$$

berechnet, wobei δ das Brechungsdekrement bezeichnet ($\delta \sim \lambda^2$).

Die simulierten Talbot Teppiche sind als Funktion des Gitter- Detektor Abstandes z, normiert auf die Talbot-Abstand Z_t , und als Funktion der Detektorpixelposition über drei Gitterperioden p, in Abb. 2 dargestellt. Als Grenzfälle der Gitterfunktion werden zwei Profile betrachte: Rechtecks- und Dreiecksfunktionen. In Abb. 2 (a), (b) und (c) werden die Talbot Teppiche als Ergebnis der Faltung von Kugelwellen mit rechteckigen Gitterfunktionen für 34 keV, 17 keV und 11,33 keV gezeigt. Abb. 2 (d), (e) und (f) zeigen die entsprechenden Teppiche aus der Faltung mit dreieckigen Gitterfunktionen.



 Abb. 2. Simulierte Talbot Teppiche, die aus der Faltung von sphärischen Wellen mit Gitterfunktionen für verschiedene Phasenverschiebungen von π, 2π und 3π erhalten wurden (entsprechende Energien 34 keV, 17 keV und 11,33 keV für das untersuchte Siliziumgitter). (a), (b), (c) - Verwendung von rechteckigen Profilen Δφ (x). (d), (e) und (f) - mit dreieckigen
 Profilen. Simulationen wurden für 3 Perioden mit *p* = 8 µm und voller Talbot-Ausbreitungslänge durchgeführt. Positionen der vollen Talbot-Abstände wurden berechnet und sind zwischen rechteckigen und dreieckigen Talbot-Teppichen für entsprechende Phasenverschiebungen dargestellt.

Für diese Simulationen wurden in Abtastrichtung Inkremente $\Delta x = 40$ nm und in Ausbreitungsrichtung Inkremente $\Delta z = 5$ mm verwendet. Für die π - und 3π -Phasenschiebung an Rechteckprofilen (Abb. 2 (a), (c)) beträgt die Periode des Interferenzmuster die Hälfte der Periode des Gitters G1 [11], während die 2π -Phasenschiebung erwartungsgemäß keine Modulation erzeugt. Für das Dreiecksprofil mit π -Phasenschiebung weist das Muster die Periode p_1 auf. Im Abstand $Z_t/2$ tritt eine x-Verschiebung des Musters um $p_1/2$ auf, ähnlich zu $\pi/2$ - Gittern in Normalorientierung [12] und reinen Absorptionsgittern mit großem duty cycle. Die Simulation mit Dreiecksprofilen für π , 2π , und 3π Phasengitter (Abb. 2 (d), (e), (f)), zeigt im Gegensatz zu den Rechteckprofilen (Abb. 2 (a), (b), (c)), eine *x*-Verschiebung der Intensitätsmodulation von $p_1/2$. Man sieht auch, dass die Intensitätsmaxima von dreieckigen Formen der Phasengittern, mit steigende Phasenverschiebungen, konzentrieren sich stärke in engere Bereich und verschieben sich nähe zur 0, $\frac{1}{2}$ und 1- Talbot Längen. Das stimmt mit der Formel (4) für ausbreitete Abstände mit der Visibilitätsmaxima für dreieckigen Formen der $m\pi$ - schiebende Phasengittern für monochromatische Quelle überein.

$$z(V_{\max}) = \frac{(2k+1)}{8m} Z_t,$$

$$m \in \mathbf{N}, k \in \mathbf{N}_0$$
(4)

D.h., höhere Intensitätsmaxima mit kürzestem Abstand $(1/24)Z_t$ wird in unsere Simulationen für 3π dreieckige Phasengitter erreicht. Die ähnliche Ergebnisse haben Yaroshenko *et al.* [13] bekommen, nur für die $\pi/2$, $3\pi/2$, und $5\pi/2$ - schiebende Phasengittern.

3. Experimentelle Ergebnisse (Synchrotron Strahlung)

Experimentell wurde ein Silizium- Phasengitter G1 mit einer Periode von ~8 μ m, einer Steghöhe von 43.2 μ m und einem Tastverhältnis von 0.5 untersucht. Für die Charakterisierung werden folgende Energien verwendet: 11.33 und 17 keV, die bei senkrechter Bestrahlung Phasenschiebungen von 3π and 2π entsprechen. Die Experimente werden am Speicherring BESSY II in der BAM*line* durchgeführt. Die Quelle der Beamline ist ein supraleitender 7T Wellenlängenschieber (WLS) [14]. Als optisches Element wird ein Doppel-Kristall-Monochromator verwendet.

Der monochromatische Strahl wurde durch ein Spaltsystem auf das Gesichtsfeld des Detektor von etwa 1.7 × 1.2 mm² begrenzt (um Detektor-Hinterleuchten zu unterdrücken [15]). Der bildgebende Detektor besteht aus einer PCO.4000 (Kehlheim, Deutschland) CCD-basierte Kamera (4008 × 2672 Pixel) und Vergrößerungsoptiken mit einem CdWO₄-Szintillatorschirm, was zu einer effektiven Pixelgröße von 0.438 µm (10-fach Vergrößerung) führt.

Der experimentelle Aufbau für hochauflösende Bildgebung ist in Abb. 3 dargestellt. Die motorisierten Freiheitsgrade erlauben eine kontinuierliche Variation verschiedener geometrischer Parameter. Hier wurde der Detektor in z-Richtung verfahren und das Phasengitter um die (vertikale) ω -Achse rotiert.



Abb. 3. Experimentelle Ausrüstung bei BAMline (BESSYII). G1 - Phasengitter, zwei Freiheitsgrade: ω - Drehwinkel, z - Ausbreitungsabstand.

In den ersten Experimenten wurde der Abstand zwischen Gitter (normaler Einfall) und Detektor variiert (z- Richtung). Abb. 4 (a) zeigt eine Draufsicht des Experiments bei normalem Einfall. Die Scans wurden von 50 mm bis 800 mm in 10 mm Abstandsschritten durchgeführt.



Abb. 4. Experimente mit variablen Gitter - Detektorabständen (Draufsicht) und Phasengitterformen: a) Einstrahlung in Normalenrichtung des Gitters (rechteckige Form). b) Rotation des Gitters um die vertikale Achse. Die projizierte Gitterform variiert von trapezförmigen- bis dreieckigen Profilen.

Um die maximale Visibilität V zu bestimmen, wurde in einem zweiten Experiment das Phasengitter um die vertikale Achse gedreht (siehe Abb. 4 (b)). Die Intensität wurde bei ausgewählten Detektorabständen aufgezeichnet (maximale Visibilität aus dem ersten Experiment). Der Drehwinkel ω wurde von -2° bis 10° mit Inkrementen $\Delta \omega = 0.2°$ variiert. Zur Datenkorrektur muss zu jeder Phasenmessung I_{meas} eine sog. Flatfield-Abbildung I_{flat} aufgenommen werden. Mit einer Dunkelstromabbildung I_{off} ergibt sich die korrigierte Intensität gemäß

$$I_{corr} = (I_{meas} - I_{off}) / (I_{flat} - I_{off})$$
(5)

Aus den korrigierten Bildern I_{corr} entsteht ein Interferenzmuster (Talbot - Teppich). Als Maß für den Kontrast der Interferenzmuster dient die sogenannte Visibilität (V); definiert als die Modulation der Interferenzstreifen relativ zum Untergrundniveau. Sie beschreibt die Effizienz der Phasengitter.

Tabelle 1. Parameter des untersuchten Phasengitters.	
Material	Silizium
	160 µm Wafer
Periode	8 µm
Duty cycle	0.5
Steghöhe	43. 2µm
$Z_{t,1}$ (11.33 keV, $\omega = 0^{\circ}$)	73 mm
$Z_{t,1}$ (17 keV, $\omega = 0^{\circ}$)	110 mm
$Z_{t,1}$ (11.33 keV, $\omega = 5.3^{\circ}$)	146 mm
$Z_{t,1}$ (17 keV, $\omega = 5.3^{\circ}$)	330 mm

4. Ergebnisse und Diskussion

Abb. 5 (a) und (b) zeigen experimentelle Teppiche mit einer Periode des Phasengitters $p_1 = 8 \mu m$. Die entsprechenden Visibilitäten sind in Abb. 5 (c) als Funktion des Drehwinkels ω . Sie werden an den theoretischen ersten fraktionellen Talbot-Abständen gemessen, bei normalem Einfall (73 mm) für 11.33 keV, und bei (110 mm) für 17 keV, siehe Tabelle 1.



Abb. 5. Experimentelle Teppiche aus der Phasengitter der Periode $p_1 = 8 \ \mu m$ und die entsprechenden Visibilitäten - (c), als eine Funktion der Drehwinkel ω bei der theoretischen ersten fraktionierten Talbot-Abstände für 11.33 keV (a) (schwarze-feste Linie), und für 17 keV (b) (rote-gestrichelte Linie).

Es ist darauf hinzuweisen, dass die 17 keV Messung auch bei $\omega = 0^{\circ}$ eine Nicht-Null-Visibilität aufweist. Dies steht im Widerspruch zur Simulation (Bild 2 (b)), da die entsprechende 2π - Phasenverschiebung rechnerisch keine Auswirkung hat. Das Modulationsmuster kann nicht mit reiner Absorption erklärt werden (die Transmission der Gitterstege beträgt 93%). Darüber hinaus unterscheidet sich die Winkellage der maximalen Visibilität von dem berechneten Winkel für eine dreieckige Form [12] (die von der Energie unabhängig ist, 5.3° für das untersuchte Phasengitter).

Weitere Scans als Funktion des Detektorabstandes waren durchgeführt, sowohl bei normalem Gittereinfall als auch bei den Gitterrotationswinkeln, bei denen die maximalen Intensitätsmodulationen beobachtet wurden. Die bei 17 keV und 11.33 keV erhaltenen experimentellen Teppiche sind in den Abb. 6 (a), (c) für das Gitter bei normalem Einfall, und für das Gitter gedreht um $\omega = 5.7^{\circ}$ bzw. 6.9° in Abb. 6 (b), (d), dargestellt.

Während Yaroshenko *et al.* [13] eine Erhöhung der Visibilität bei diskreten Rotationen des Phasengitters um die vertikale Achse (d.h. parallel zu den Gitterstegen) beobachtet haben, wurde hier die kontinuierliche Drehung des Gitters untersucht. Die Kurven in Abb. 6 (e) stellen die Visibilität als Funktion des Detektorabstandes (z) aus den Messwerten in Abb. 6 (a-d) dar.



Abb. 6. Experimentelle Talbot-Teppiche bei 17 keV und 11.33 keV (*p* = 8 μm). Grauwerte stellen Intensitäten dar. a), c) -Gitter senkrecht zum Stege (rechteckige Form). b), d) - Gitter um einem Winkel ω von 6,9 ° und 5,7 ° gedreht (nicht binäre Gitter). e) - Berechnete Visibilitäten aus den experimentellen Teppichen.

Im Fall von E = 17 keV tritt die maximale Visibilität bei z = 150 mm für $\omega = 5.7^{\circ}$ auf, und beträgt etwa 30%. Bei E = 11.33 keV beträgt das Maximum etwa 50% und tritt bei z = 80 mm für $\omega = 6.9^{\circ}$ auf. Dies ist deutlich größer (ca. 20% in beiden Fällen) als bei normalem Einfall.

5. Probenuntersuchung mittels Gitterinterferometrie

Für die Untersuchung und Demonstration des Phasenkontrasts (Dunkelfeld-Bildgebung) mittels Gitterinterferometrie wurde eine Glaskapillare [12] und eines Aluminiumtitanat (Al2TiO5) Pulver ausgewählt. Das industrielle Pulver (TM-20P) war bei der Firma Marusu (Japan) hergestellt, und hat eine mittlere spezifische Oberfläche von $3.95 \text{ m}^2/\text{g}$. Messung war mit der Trapez -Phasengitter (Gitter gedreht um 6.9°) und Energie 11.33 keV mit einer Belichtungszeit von 20 Sekunden bei der Gitter-Detektor Position 80 mm (maximale Visibilität) durchgeführt. Die Scans zeigen sinusförmige Intensitätsprofile mit einer Periode von 18 Pixeln mit einer Detektorauflösung von $0.438 \mu m$, was der vollen Periode des Phasengitters entspricht. Die Referenzkurve (blau) und Messung mit dem Objekt (rot) sind in der Abb. 7 (a) dargestellt. Durch Approximation einer lokalen Sinusschwingung für jede Gitterperiode wurden Absorption (AC), Phase (DPC) und Dunkelfeldkontrast (DFC) extrahiert (Abb. 7 (b)). Das DPC-Bild zeigt größte Refraktion an der inneren und äußeren Oberfläche der Kügelchen (sieh auch starke Modulation bei der Intensitätsprofile in der Abb. 7(a)). Genauso zeigt das DFC- Bild eine starke Streuung an der Oberfläche der Kügelchen (helle Oberfläche der Kügelchen im Vergleich mit dem dunkleren Untergrund).



Abb. 7.(a) - Zwei Profile eines Scans von eines industrielle Aluminiumtitanat (Al2TiO5) Pulver (TM-20P): blau-Referenzmessung, rot- Messung mit dem Objekt. (b) - AC- Absorptionskontrast, DPC- differentieller Phasenkontrast, DFC-Dunkelfeld Kontrast.

Zusammenfassung

Die Talbot-Lau-Gitter-Interferometrie ermöglicht eine Röntgenbildgebung mit erheblich verbessertem Kontrast schwach absorbierender Objekte. Sie erlaubt die Trennung der Anteile von Absorption, Refraktion und Kleinwinkelstreuung. Die Effizienz von Phasengittern mit rechteckigen und trapezförmigen Profilen wurde als Funktion des Gitter-Detektorabstandes untersucht. Die Interferenzmuster (Talbot-Teppiche) wurden für parallele monochromatische Strahlung modelliert und mit Synchrotronexperimenten verglichen. Im Vergleich zu Rechteckprofilen wurde für Phasengitter mit nicht binären (triangulären und trapezförmigen) Profilen eine wesentlich höhere Visibilität gemessen, die auch zu einem verbesserten Kontrast der Abbildung eines Aluminiumtitanat (Al2TiO5) Pulver als Testkörper führte.

Danksagung

Diese Arbeit war bei der Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM) mit dem MIS Programm finanziert. Die Autoren danken auch Dr. Ingo Manke (Hemholz-Zentrum- Berlin) für die Nutzung Silizium Phasengitter für die Experimenten am Synchrotron.

Referenzen

[1] U. Bonse, M. Hart: An X-Ray Interferometer, Applied Physics Letters, 6 (1965) 155–156.

[2] A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, S. Kuznetsov, I. Schelokov: On the possibilities of x-ray phase contrast microimaging by coherent high-energy synchrotron radiation, Review of Scientific Instruments, **66** (1995) 5486–5492.

[3] D. Chapman, W. Thomlinson, R. E. Johnston, D. Washburn, E. Pisano, N. Gmür, Z. Zhong, R. Menk, F. Arfelli, and D. Sayers: Diffraction enhanced x-ray imaging, Physics in Medicine and Biology, **42** (1997) 2015-2025.

[4] C. David, B. Nöhammer, H. H. Solak, E. Ziegler: Differential x-ray phase contrast imaging using a shearing interferometer, Applied Physics Letters, **81** (2002) 3287–3289.

[5] H. F. Talbot: LXXVI.Facts relating to optical science. No. IV, Philosophical Magazine 3, 9 (1836) 401–407.

[6] F. Pfeiffer, T. Weitkamp, O. Bunk, C. David: Phase retrieval and differential phase-contrast imaging with low-brilliance X-ray sources, Nature Physics **2** (2006) 258–261.

[7] A. W. Lohmann: An array illuminator based on the Talbot-effect, Optik, 79 (1988) 41-45.

[8] A. Tapfer, M. Bech, A. Velroyen, J. Meiser, J. Mohr, M. Walter, J. Schulz, B. Pauwels, P. Bruyndonckx,

X. Liu, A. Sasov, and F. Pfeiffer, "Experimental results from a preclinical X-ray phase-contrast CT scanner", Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A. **109**, (2012) 15691–15696.

[9] T. Thüring, R. Guggenberger, H. Alkadhi, J. Hodler, M. Vich, Z. Wang, C. David, and M. Stampanoni,

"Human hand radiography using X-ray differential phase contrast combined with dark-field imaging", Skeletal Radiol. **42**, (2013) 827–835.

[10] T. Weitkamp, A. Diaz, C. David, F. Pfeiffer, M. Stampanoni, P. Cloetens, E. Ziegler: X-ray phase imaging with a grating interferometer, Optics Express 13 (2005) 6296–6304.

[11] T.J. Suleski, "Generation of Lohmann images from binary-phase Talbot array illuminators", App. Optics **36** 4686-4691 (1997).

[12] Y. Shashev, A. Kupsch, A. Lange, B.M. Müller, G. Bruno, "Improving visibility of phase gratings for Talbot-Lau X-ray imaging", Materials Testing 58 11-12, (2016) 970-974.

[13] A. Yaroshenko, M. Bech, G. Potdevin, et al.: Non-binary phase gratings for x-ray imaging with a compact Talbot interferometer, Optics Express **22** (2014) 547-556

- [14] W. Görner, M.P. Hentschel, B.R. Müller, H. Riesemeier, M. Krumrey, G. Ulm, W. Diete, U. Klein, R. Frahm: "BAMline: The first hard X-ray beamline at BESSY II", Nucl. Instrum. Meth. A 467–468 (2001) 703–706. 8
- [15] A. Lange, M.P. Hentschel, A. Kupsch, B.R. Müller, "Numerical correction of X-ray detector backlighting", International Journal of Materials Research 103, (2012), pp. 174-178. DOI: 10.3139/146.110659