

Bestimmung der räumlichen Auflösung im Differentiellen
Phasenbild der gitterbasierten
Phasenkontrast-Röntgenbildgebung und
Quantitative Analyse eines Talbot-Teppichs

Bachelorarbeit aus der Physik

Vorgelegt von
Paulina Bleuel
21. Dezember 2022

Erlangen Centre for Astroparticle Physics
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg



Betreuer: Prof. Dr. Stefan Funk

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	3
2. Physikalische Grundlagen und Methoden	5
2.1. Erzeugung von Röntgenstrahlung	5
2.2. Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie	5
2.3. Detektion von Röntgenstrahlung	8
2.4. Gitterbasierte Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung	9
2.4.1. Talbot-Effekt	9
2.4.2. Moiré-Effekt	12
2.4.3. Bildrekonstruktion und Bildmodalitäten	13
3. Messung und Quantitative Analyse eines Talbot-Teppichs	17
3.1. Versuchsaufbau	17
3.2. Methoden zur Analyse der Talbot-Muster	19
3.3. Verkipfung des Gitters	21
3.4. Analyse des Talbot-Teppichs	24
3.5. Schlussfolgerungen	30
4. Rekonstruktion des DPC-Bildes	31
4.1. Versuchsaufbau	31
4.2. Abschätzung des Fokusdrifts	33
4.3. Vergleich der Rekonstruktionsmethoden	35
4.4. Schlussfolgerungen	37
5. Räumliches Auflösungsvermögen des DPC- und Transmissionsbildes	39
5.1. Beschreibung der Methoden	40
5.2. Charakterisierung der Systemkomponenten anhand der rekonstruierten Modulationstransferfunktionen	43
5.2.1. Charakterisierung des DPC-Targets	43
5.2.2. Charakterisierung des Gitterinterferometers	50
5.3. Vergleich der räumlichen Auflösung des DPC- und Transmissionsbildes	57
6. Zusammenfassung und Ausblick	61
Literaturverzeichnis	63
A. Anhang	67
A.1. Abschätzung der Belichtungszeit für die Messung der Talbot-Muster	67
A.2. Ergänzende Tabellen	68
A.3. Ergänzende Abbildungen	69

1. Einleitung

Wird ein Gas so stark erhitzt, dass sich die Elektronen vom Atomkern trennen, bildet sich ein Gemisch aus Elektronen und Ionen, welches als Plasma bezeichnet wird. Ein Großteil des sichtbaren Universums, einschließlich der Sonne, der meisten Sterne und ein signifikanter Teil des interstellaren und intergalaktischen Materials befindet sich im Plasmazustand. Folglich ist die Plasmaphysik relevant für die Erklärung von vielen astrophysikalischen Prozessen wie beispielsweise der Entstehung von Sonnenflecken oder dem Ablauf einer Supernova [GB17]. Bei einer Supernovaexplosion wird eine riesige Menge Materie in den Kosmos geschleudert und bildet eine sogenannte Plasmaschockfront [Dem17a]. Bis heute werden die Mechanismen einer Supernova und das Verhalten der Schockfront nicht im Detail verstanden. Eine Reproduktion und Untersuchung der Schockfront im Labor ist bei Plasmen dieser Größenordnung nicht möglich. Allerdings können im Labor in sogenannten Hochenergiedichte-Experimenten Plasmen erzeugt werden, die ein ähnliches Verhalten wie astronomische Plasmen aufweisen. Werden die Ergebnisse dieser Experimente auf große Skalen extrapoliert, können die astronomischen Prozesse besser verstanden werden [CL13]. Mit solchen Experimenten beschäftigt sich die Laborastrophysik.

Die Ausbreitung der im Labor erzeugten Plasmaschocks findet in weniger als einer Mikrosekunde und in einem weniger als einen Millimeter großen Bereich statt. Die Bildgebung der Schocks erfordert deshalb eine sehr kurze Belichtungszeit und eine hohe räumliche Auflösung. Da die Schocks meist in lichtundurchlässigen Objekten erzeugt werden, eignet sich die Bildgebung mit Röntgenstrahlung. Klassische Röntgenbildgebung basiert auf der Absorption der Strahlung im Material [Pag06]. Da die Absorptionsunterschiede in den Aufnahmen der Plasmaschocks aber nur wenig Kontrast aufweisen, eignet sich das Absorptionsbild nicht für eine detaillierte Untersuchung [Sch+19]. Eine Erweiterung des bildgebenden Systems um zwei Gitter ermöglicht die Visualisierung des Phasenschubs, den die Röntgenstrahlung im Objekt erfährt. Das resultierende Bild wird als Differentielles Phasenbild bezeichnet. Da der Phasenschub im Material linear mit der Elektronendichte zusammenhängt, eignet sich das Differentielle Phasenbild zur quantitativen Analyse der Schockdynamik [Bar+19]. Für eine detaillierte Untersuchung des Prozesses ist neben einer quantitativen Analyse die Kenntnis über die räumliche Auflösung der Bilder entscheidend.

In dieser Arbeit soll deshalb eine quantitative Analyse des Systems der Phasenkontrast-Bildgebung insbesondere im Hinblick auf die räumliche Auflösung durchgeführt werden.

Ein entscheidender Parameter des Systems zur Bildgebung des Phasenschubs ist der sogenannte Talbot-Teppich. Die Charakteristiken des Talbot-Teppichs sind abhängig vom Spektrum der Röntgenröhre und den Parametern des Gitters. Da die Eigenschaften des Talbot-Teppichs die

Qualität des Differentiellen Phasenbildes beeinflussen können, erfolgt zunächst die Messung und quantitative Analyse des Talbot-Teppichs. Systemkomponenten wie die Gitter können ebenfalls die Qualität und insbesondere die Auflösung des Differentiellen Phasenbildes beeinflussen, deshalb wird der Einfluss der Systemkomponenten auf das Auflösungsvermögen untersucht. Die räumliche Auflösung wird quantitativ mit Hilfe der Modulationstransferfunktion zugänglich. Mit dieser Analyse sollen die Systemparameter gefunden werden, mit denen die bestmögliche Auflösung des Bildes erreicht wird. Abschließend kann mit diesen Ergebnissen die räumliche Auflösung des Differentiellen Phasenbildes und des Transmissionsbildes verglichen werden.

2. Physikalische Grundlagen und Methoden

Dieses Kapitel soll zunächst die physikalischen Grundlagen zu Röntgenstrahlung erläutern, von ihrer Erzeugung über die Wechselwirkung mit Materie bis zur Detektion. Der nachfolgende Abschnitt widmet sich der gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung. Es werden die für die Bildgebung notwendigen physikalischen Effekte erklärt und darauffolgend der Bildrekonstruktionsprozess erläutert.

2.1. Erzeugung von Röntgenstrahlung

Die Erzeugung von Röntgenstrahlung kann mittels Röntgenröhren erfolgen. Zunächst wird das grundlegende Funktionsprinzip dieser Röhren beschrieben. Die Bauart der in dieser Arbeit verwendeten Röntgenröhre wird abschließend skizziert.

Eine Röntgenröhre besteht im Wesentlichen aus drei Komponenten: einer metallischen Anode, einer Glühkathode und einer Vakuumröhre. Die Glühkathode ist eine beheizte Elektrode aus einem Material mit geringer Austrittsarbeit, ab einer bestimmten Temperatur emittiert sie Elektronen. Zwischen Kathode und Anode liegt eine Beschleunigungsspannung im kV-Bereich an, welche die freien Elektronen von der Kathode hin zur Anode beschleunigt [Dem17b]. In der Anode werden die Elektronen abgebremst und emittieren Bremsstrahlung. Diese entsteht bei Beschleunigung der Elektronen im Coulomb-Feld der Atomkerne des Anodenmaterials [Dem17b]. Das Spektrum der Bremsstrahlung ist kontinuierlich und variiert mit der Beschleunigungsspannung. Neben der Bremsstrahlung kann durch Röntgenfluoreszenz im Anodenmaterial die sogenannte charakteristische Strahlung auftreten, diese bildet ein Linienspektrum, welches abhängig vom Anodenmaterial ist [Als11].

Für alle Messungen wurde eine Liquid-Metal-Jet-Röntgenröhre von Excillum verwendet [Exc]. Bei dieser Röntgenröhre besteht die Anode aus einem Strahl flüssigem Metall. Verglichen mit einer Röhre mit fester Anode bringt dies den Vorteil eines besseren Wärmeabtransportes. Folglich hat die Röhre eine höhere Leistung mit gleichbleibender Fokusgröße.

2.2. Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie

Nach [Dem17a] sind Röntgenstrahlen elektromagnetische Wellen mit Energien größer 100 eV. Die in dieser Arbeit verwendete Röntgenröhre erzeugt hauptsächlich Strahlung im Bereich zwischen circa 5 keV und 35 keV. Deshalb werden nur diejenigen Effekte behandelt, die in diesem Bereich eine signifikante Rolle spielen.

Elektromagnetische Strahlung kann näherungsweise durch ein Skalarfeld $\Psi(\vec{r}, t)$ beschrieben werden, welches im Vakuum die sogenannte Helmholtzgleichung erfüllt [Pag06]. Diese ist gegeben durch

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \Psi(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.1)$$

mit der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c . Die Lösung der Gleichung ist eine ebene Welle, diese kann beschrieben werden als

$$\Psi(\vec{r}, t) = \Psi_0 \cdot \exp(-i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)) \quad (2.2)$$

mit der Amplitude Ψ_0 , dem Wellenvektor \vec{k} und der Kreisfrequenz ω . Unter der Annahme, dass sich die Welle in z -Richtung ausbreitet, reduziert sich Gleichung 2.2 auf $\Psi(\vec{r}, t) = \Psi_0 \cdot \exp(-i(k_z z - \omega t))$ mit der z -Komponente k_z des Wellenvektors.

Breitet sich eine elektromagnetische Welle in Materie aus, muss dies bei der Beschreibung der Welle berücksichtigt werden. Der Wellenvektor \vec{k} muss durch $n \cdot \vec{k}$ ersetzt werden, n bezeichnet den Brechungsindex des Mediums. Für die Welle im Medium gilt dann

$$\Psi(\vec{r}, t) = \Psi_0 \cdot \exp(-i(nk_z z - \omega t)). \quad (2.3)$$

Nach [Als11] lässt sich der Brechungsindex n als komplexe Größe ausdrücken

$$n = 1 - \delta - i\beta. \quad (2.4)$$

Für Röntgenstrahlung weicht der Realteil des Brechungsindex nur wenig von 1 ab. Gleichung 2.4 eingesetzt in Gleichung 2.3 ergibt die ebene Welle im Medium

$$\Psi(\vec{r}, t) = \underbrace{\Psi_0 \cdot \exp(-i(k_z z - \omega t))}_{\text{Welle im Vakuum}} \cdot \underbrace{\exp(i\delta k_z z)}_{\text{Phasenschub}} \cdot \underbrace{\exp(-\beta k_z z)}_{\text{Dämpfung}}. \quad (2.5)$$

Der erste Term entspricht der Ausbreitung einer ebenen Welle im Vakuum. Der zweite Term stellt den Phasenschub dar, den die Welle bei der Propagation durch das Medium erfährt. Der dritte Term beschreibt die Dämpfung der ebenen Welle.

Abbildung 2.1 zeigt schematisch die Effekte von Materie auf eine elektromagnetische Welle. Es wird eine durchs Vakuum propagierende Welle mit einer durch ein Medium propagierenden Welle verglichen. Letztere erfährt im Vergleich zur ungestörten Welle einen Phasenschub $\Delta\varphi$ und eine Abschwächung ihrer Amplitude um ΔA .

Der Phasenschub $\Delta\varphi$ einer Welle bei Propagation durch ein Material der Dicke Δz ergibt sich nach Gleichung 2.5 für ein homogenes Medium als $\Delta\varphi = \delta k_z \Delta z$.

Bei der Detektion von Röntgenstrahlung kann ausschließlich die Intensität gemessen werden, diese ergibt sich aus dem Betragsquadrat von $\Psi(\vec{r}, t)$. Das Betragsquadrat der ebenen Welle in Gleichung 2.5 ergibt

$$|\Psi(\vec{r}, t)|^2 = \Psi_0^2 \cdot e^{2\beta k_z z}, \quad (2.6)$$

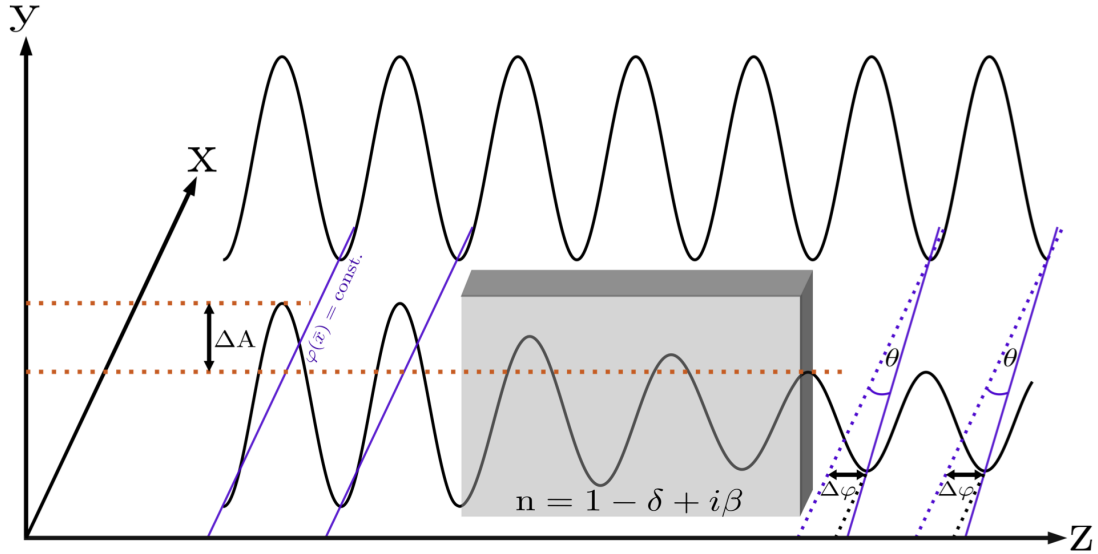


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung zweier ebener, initial phasengleicher Röntgenwellen, eine passiert ein Objekt mit dem komplexen Brechungsindex n . Diese Welle erfährt im Medium eine Abschwächung ihrer Amplitude um ΔA und einen Phasenschub um $\Delta\varphi$. Das Bild wurde [Sch16] entnommen.

das Betragsquadrat der komplexen Exponentialfunktionen ist 1. Wird $2\beta k_z = \mu$ und $\Psi_0^2 = I_0$ gesetzt, ergibt sich das Lambert-Beer'sche Abschwächungsgesetz [Pag06]. Die Intensität der Welle im Medium wird folglich als exponentieller Abfall in Abhängigkeit der Eindringtiefe beschrieben. Der Koeffizient β hängt vom Wirkungsquerschnitt und damit von der Ordnungszahl Z des Materials ab [Als11].

Abhängig von der Energie der Strahlung können verschiedene Effekte zum Wirkungsquerschnitt beitragen: Photoelektrische Absorption, Kohärente Streuung (Rayleigh-Streuung), Compton-Streuung und Paarbildung [Dem17a]. Für den in dieser Arbeit relevanten Energiebereich spielen insbesondere der Photoeffekt und der Compton-Effekt eine Rolle. Bei der photoelektrischen Absorption wird ein Photon von einem Hüllenelektron eines Atoms des Materials vollständig absorbiert. Das Hüllenelektron kann das Coulomb-Feld des Kerns mit einer kinetischen Energie $E_{e^-} = E_\gamma - E_b$ verlassen. E_γ beschreibt die Energie des Photons, E_b die Bindungsenergie des Elektrons vor der Ionisation. Der Compton-Effekt beschreibt die inelastische Streuung eines Photons an einem schwach gebundenen Hüllenelektron eines Atoms des Materials. Das Photon überträgt bei dem Stoß einen Teil seiner Energie und seines Impulses auf das Elektron und wird von seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt. Die Energie des gestreuten Photons hängt von seiner ursprünglichen Energie und dem Streuwinkel ab. Das Hüllenelektron verlässt das Atom und ionisiert es dadurch. Eine ausführliche Beschreibung der Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie und die Abhängigkeit vom Wirkungsquerschnitt kann beispielsweise in [Dem17a] nachgelesen werden.

2.3. Detektion von Röntgenstrahlung

Für die Messungen in dieser Arbeit wurden ausschließlich Szintillationsdetektoren verwendet. Diese Detektoren nutzen die Erzeugung von Lumineszenz durch die Absorption ionisierender Strahlung [KW16]. Die verwendeten Detektoren bestehen aus anorganischen Kristall-Szintillatoren. Die Röntgenstrahlung tritt in den Szintillator ein und wird dort in sichtbares Licht umgewandelt, welches von einem Halbleitersensor detektiert werden kann. Röntgenstrahlung mit Energien kleiner 100 keV interagiert im Szintillator hauptsächlich über den Photo- und Compton-Effekt. Insbesondere bei den höheren Energien dominiert der Compton-Effekt. Ein Photon kann so oft wechselwirken, bis es entweder komplett absorbiert wird oder den Szintillator verlässt. Nach einer Wechselwirkung sendet der ionisierte Szintillator Licht via Fluoreszenz aus [KW16]. Die ausgesendeten Szintillationsphotonen können also an jedem Punkt entlang des Pfades des Röntgenphotons auftreten und werden in eine zufällige Richtung emittiert. Das bedeutet, dass das gemessene Signal über mehrere Pixel des Sensors verteilt sein kann. Diese Verschmierung beeinflusst das Auflösungsvermögen des Detektors.

Für die Messungen zum Auflösungsvermögen des Differentiellen Phasenbildes (Kapitel 5) wurde ein Flachbett Szintillationsdetektor mit CMOS Pixel Array mit dem Modellnamen Shad-o-Box 6k-HS der Firma Teledyne Dalsa verwendet [DAL]. Dieser Detektor ist sensitiv für Röntgenstrahlung im Energiebereich zwischen 10 keV und 225 keV. Er besitzt eine Pixelgröße von $49.5\text{ }\mu\text{m}$ und eine Fläche von $114 \times 146\text{ mm}$, seine Auflösung beträgt 2304×2940 Pixel [DAL].

Für die Messung des Talbot-Teppichs (Kapitel 3) wurde eine Rigaku XSight Micron LC Kamera verwendet [Cor]. Diese besteht aus einem gekühlten CCD-Sensor und einer Linseneinheit, welche den Szintillator enthält. Der CCD-Sensor hat eine Auflösung von 3300×2500 Pixel und die Linseneinheit hat eine effektive Pixelgröße von $0.27\text{ }\mu\text{m}$ [Cor]. Aufgrund der kleinen Pixelgröße und der Linsenkopplung zwischen Szintillator und CCD (für eine genauere Beschreibung siehe zum Beispiel [Rau22]) erreichen nur sehr wenige Szintillationsphotonen den Sensor. Infolgedessen muss die Belichtungszeit deutlich größer gewählt werden. Für eine ausführliche Beschreibung von CCD- und CMOS-Sensoren siehe ebenfalls [Rau22].

Bei der Verwendung von Detektoren ist es unvermeidlich, dass verschiedene Rauschquellen die Qualität der Messung beeinflussen. Bei der Verwendung von digitalen Halbleiterdetektoren (CCD bzw. CMOS) tragen insbesondere drei Quellen zum Rauschen bei: das Photonenrauschen, das Dunkelstromrauschen und das Ausleserauschen [Mul+94]. Da die Ursprünge der drei Rauschquellen physikalisch unterschiedliche Prozesse sind, sind die drei Rauschbeiträge unkorreliert.

Der Einfluss von Rauschquellen ist abhängig von der Amplitude des Signals. Deshalb kann zur Charakterisierung des Rauschverhaltens das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) herangezogen werden. Dieses Verhältnis beschreibt, wie stark sich das Signal vom Rauschen abhebt. Für das Differentielle Phasenbild in Kapitel 5 eignet sich ebenso das Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis (CNR), mehr dazu folgt in Abschnitt 4.3. Mit dem Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis kann im

Folgenden untersucht werden, welche Bildbearbeitung und Bildrekonstruktion das Rauschen am besten korrigiert und damit die Qualität der Bilder verbessert.

2.4. Gitterbasierte Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung

Klassische Röntgenradiographie, wie sie beispielsweise im Krankenhaus Anwendung findet, ist nur sensitiv auf Intensitätsunterschiede, die durch Absorption hervorgerufen werden. Bei der gitterbasierten Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung ergeben sich neben dem Transmissionsbild weitere Informationen über das durchstrahlte Objekt. Es können zwei weitere Bildmodalitäten gewonnen werden, das Differentielle Phasenbild und das Dunkelfeldbild. Diese Bilder ergeben sich aus dem Phasenschub bzw. der Streuung der Welle im Objekt.

2.4.1. Talbot-Effekt

In der gitterbasierten Phasenkontrast-Interferometrie wird der Talbot-Effekt genutzt, um durch Objekte verursachte Phasenschübe aufzulösen. Der nach H.F. Talbot benannte Effekt beschreibt die selbstähnliche Wiederholung einer periodischen Struktur in einem bestimmten Abstand hinter derselben [Tal36]. Ein Beispiel für eine solche Struktur ist ein Absorptionsgitter. Dieses zeichnet sich durch eine ausreichend hohe Steghöhe aus, sodass die Gitterstege im idealen Fall alle Strahlung absorbieren. Wird ein Absorptionsgitter mit kohärenter, monochromatischer Strahlung beleuchtet, kann hinter dem Gitter ein spezifisches Beugungsmuster beobachtet werden. Dieses Muster wird als Talbot-Teppich bezeichnet [Als11]. Es kann mit der Beugungstheorie von Fresnel berechnet werden, siehe zum Beispiel [Pag06]. Abbildung 2.2 a) zeigt die Simulation eines solchen Teppichs. In bestimmten Abständen hinter dem Gitter treten zwei verschiedene periodische Muster auf. Im ersten sogenannten Talbot-Abstand $z_T^1 = 2p^2/\lambda$ zeigt sich ein Selbstbild des Gitters, ein ähnliches Muster tritt beim halben Talbot-Abstand auf, dieses ist aber um eine halbe Gitterperiode lateral verschoben. Das Selbstbild des Gitters wiederholt sich in jedem Talbot-Abstand z_T^m mit der Ordnung m und wird als Talbot-Muster bezeichnet. Die Talbot-Abstände ergeben sich zu

$$z_T^m = \frac{2mp^2}{\lambda}, \quad m \in \mathbb{N} \quad (2.7)$$

mit der Ordnung m , der Gitterperiode p und der Wellenlänge λ der Röntgenstrahlung [Pag06].

Neben Absorptionsgittern erzeugen auch sogenannte Phasengitter einen Talbot-Teppich. Ein ideales Phasengitter absorbiert im Gegensatz zum Absorptionsgitter keine Strahlung, es verändert nur die Phasenfront der einfallenden Welle. An den Orten der Gitterstege erfährt die ebene Welle einen Phasenschub, wobei die Amplitude des Phasenschubs durch die Höhe der Gitterstege und die Wellenlänge gegeben ist. Ein π -schiebendes Gitter verursacht beispielsweise einen Phasenschub um die halbe Wellenlänge der einfallenden Strahlung. Abbildung 2.2 b) und c) zeigen den Talbot-Teppich für ein $\pi/2$ -schiebendes und ein π -schiebendes Gitter. Hier wird

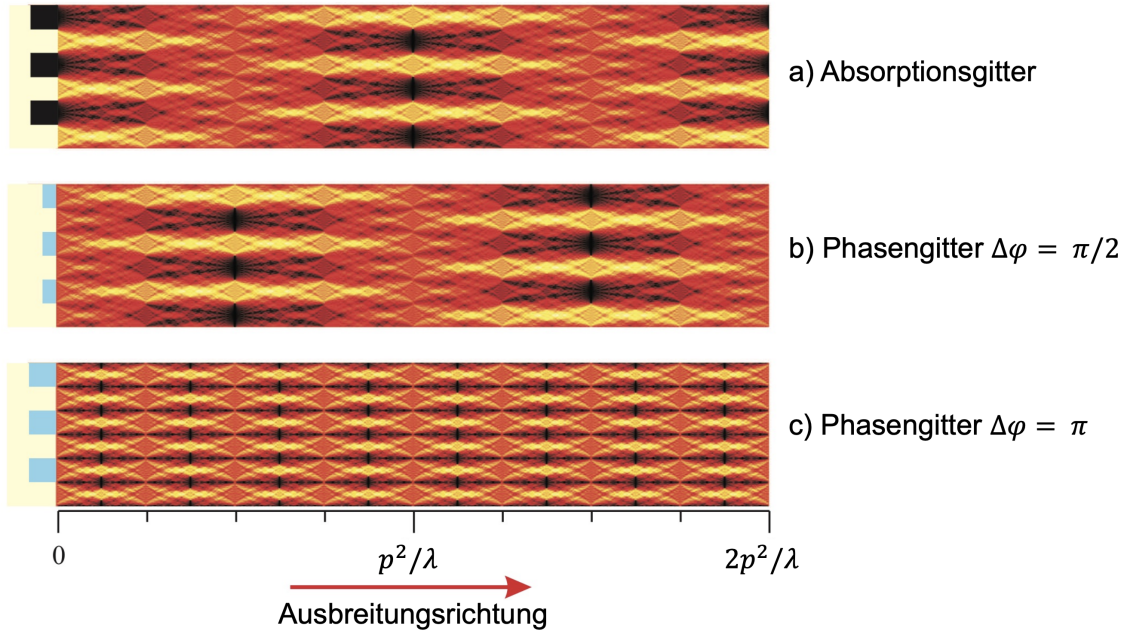


Abbildung 2.2.: Simulation von Talbot-Teppichen für ein ideales Absorptionsgitter und zwei ideale Phasengitter mit einem Phasenschub um $\pi/2$ bzw. π . Das Bild wurde [Als11] entnommen, die Beschriftungen wurden angepasst.

das Talbot-Muster auch in den sogenannten fraktionalen Talbot-Abständen z_T^n beobachtet. Die fraktionalen Talbot-Abstände ergeben sich für Gitter mit einem Duty cycle (Verhältnis der Stegbreite w zur Gitterperiode p) von 0.5 nach [YL15] zu

$$z_T^n = \frac{(2n-1)p^2}{2\eta^2\lambda}, \quad n \in \mathbb{N} \quad (2.8)$$

mit dem gitterspezifischen Parameter η . Für Absorptionsgitter gilt $\eta = 1$. Für ein ideales π -phasenschiebendes Gitter gilt $\eta = 2$, für ein ideales $\pi/2$ -phasenschiebendes Gitter gilt $\eta = 1$ [YL15]. Für $\pi/2$ -schiebende Gitter entsprechen deshalb die Abstände zwischen Talbot-Mustern denen des Absorptionsgitters. Für ein π -phasenschiebendes Gitter kann hingegen das Muster bei $\frac{1}{16}z_T^m$ zum ersten Mal beobachtet werden, es wiederholt sich acht Mal bis zum nächsten Talbot-Abstand (vgl. Abbildung 2.2 c)). Außerdem wird im Bild c) des π -schiebenden Gitters eine Frequenzverdopplung des Talbot-Musters im Vergleich zur Gitterfrequenz beobachtet [Pag06].

Da der durch ein Phasengitter induzierte Phasenschub von der Energie der einfallenden Strahlung abhängt, erfährt nur Strahlung einer bestimmten Energie den idealen Phasenschub durch das Gitter. Diese Energie wird als Design-Energie des Gitters bezeichnet. Strahlung mit kleinerer Energie erfährt einen größeren Phasenschub, für Strahlung größerer Energie gilt das Gegenteil. Bei Verwendung einer polychromatischen Röntgenquelle überlagern sich die Talbot-Teppiche der verschiedenen Energien. Im Talbot-Abstand der Design-Energie des Gitters existiert weiterhin ein Bild der Struktur des Gitters, allerdings ist das Selbstbild ausgeschmiert, was sich durch die Überlagerung der Talbot-Teppiche erklären lässt [Lud20].

Folglich ergibt sich die Position der höchsten Visibilität nicht durch den zu der Design-Energie des Gitters zugehörigen Talbot-Abstand, sondern durch den Abstand, bei dem sich möglichst viele energieabhängige Selbstbilder des Gitters konstruktiv überlagern [Pag06].

Röntgenröhren emittieren divergierende Röntgenstrahlung, für diesen Fall muss die Formel für den Talbot-Abstand modifiziert werden [Eng07]. Das Talbot-Muster und die (funktionalen) Talbot-Abstände werden durch den Kegelstrahl vergrößert. Für den vergrößerten Talbot-Abstand gilt dann

$$z_{T,cone}^m = \frac{l}{l - z_T^m} \cdot z_T^m. \quad (2.9)$$

l beschreibt den Abstand zwischen der Röntgenquelle und dem Gitter, welches das Talbot-Muster erzeugt [Eng07].

Abbildung 2.3 zeigt schematisch die Entstehung eines Talbot-Musters. Dabei wird eine sogenannte Referenzmessung (ohne Objekt) mit einer Objektmessung verglichen.

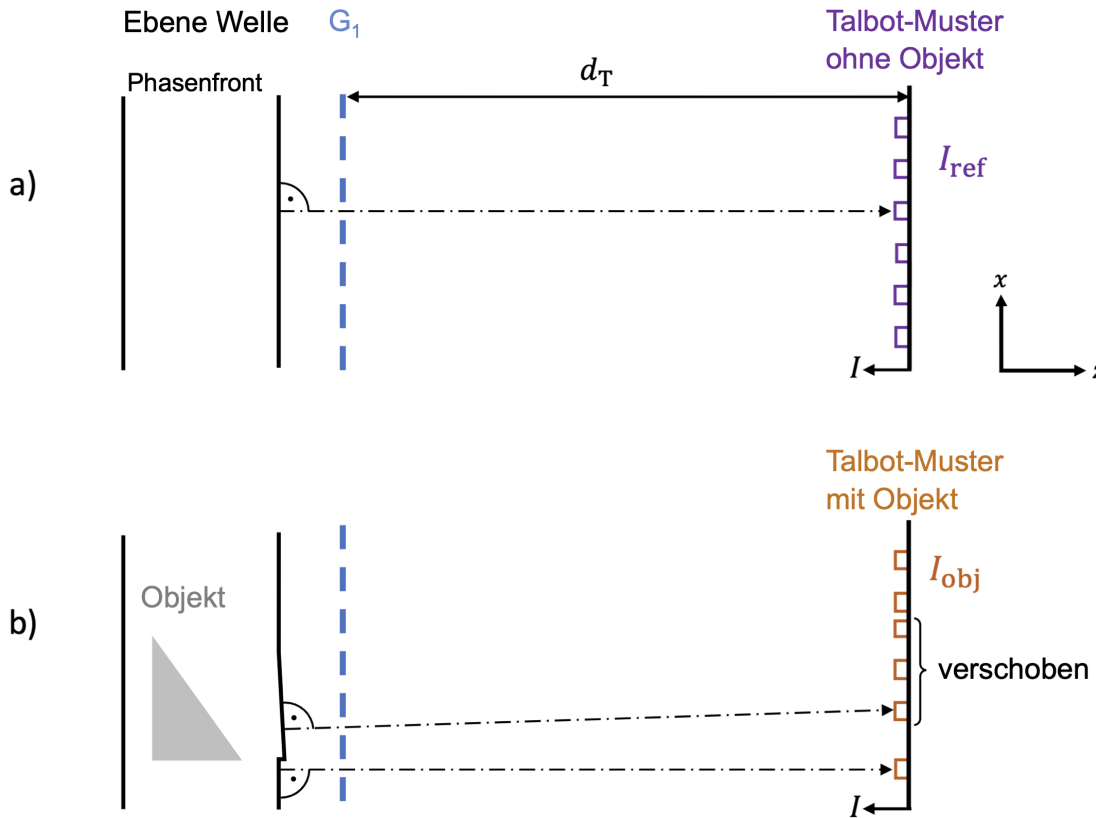


Abbildung 2.3.: Schematische Skizze als Aufsicht senkrecht zu den Gitterstegen. Es wird die Auswirkung eines Objekts im Strahlengang auf das Talbot-Muster visualisiert. Die Phasenfront einer ebenen Welle erfährt bei der Propagation durch ein Objekt einen Phasenschub, welcher sich im Talbot-Muster zeigt. In **a)** ist die Entstehung des Talbot-Musters in der Referenzmessung dargestellt. In **b)** ist das Schema der Objektmessung gezeigt, das Talbot-Muster ist in einem bestimmten Bereich in x -Richtung verschoben. Das Bild wurde [Sch20] entnommen, die Beschriftungen wurden angepasst.

Propagiert eine ebene, monochromatische Welle ungestört durch das Gitter, zeigt sich im Talbot-Abstand ein gleichmäßiges Intensitätsmuster I_{ref} . Dieses Muster entspricht einer Projektion der Gitterstege in horizontale Richtung. Propagiert die Welle jedoch vor dem Gitter durch ein Objekt (beispielsweise durch einen Keil mit einer variierenden Dicke in x-Richtung), verursacht das Objekt einen Phasenschub, was zu Interferenzmustern führt. Ein Teil des Musters verschiebt sich lateral. Das Talbot-Muster ist also abhängig von der Form der einfallenden Wellenfront, welche proportional zum vom Objekt induzierten Phasenschub ist. Verglichen mit der Referenzmessung gibt es einen Bereich im Muster der Objektmessung I_{obj} , der identisch ist und einen Bereich, der entlang der x-Achse verschoben ist.

2.4.2. Moiré-Effekt

Die Periode des Talbot-Musters ist typischerweise deutlich kleiner als die Pixelgröße des verwendeten Detektors. Deshalb kann das Talbot-Muster nicht direkt aufgelöst werden. Um das Talbot-Muster für Detektoren dennoch sichtbar zu machen, ist ein zweites Gitter G_2 , das sogenannte Analysegitter erforderlich. Durch Überlagerung zweier periodischer Strukturen kann ein neues Muster entstehen, welches in keiner der ursprünglichen Gitterstrukturen auftritt. Dies beschreibt den Moiré-Effekt. Abbildung 2.4 zeigt ein Beispiel für die Entstehung eines Moiré-Musters aus der Überlagerung zweier periodischer Strukturen.

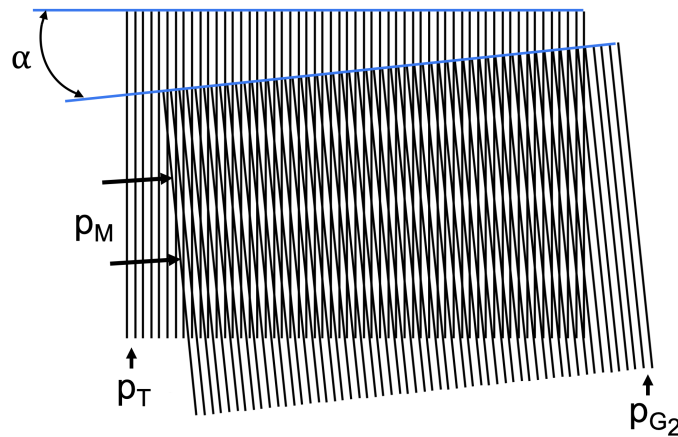


Abbildung 2.4.: Visualisierung des Moiré-Effekts. Es werden zwei Gitter mit den Perioden p_T und p_{G_2} mit einem Verkipfungswinkel α dargestellt. Entfernt sich der Betrachter einige Meter von dem Bild, kann nur noch das Moiré-Muster mit der Periode p_M deutlich erkannt werden. Bild entnommen aus [Ami07], Beschriftungen wurden verändert.

Der Moiré-Effekt tritt unter anderem auf, wenn zwei Gitterstrukturen gleicher Periode mit einer Verkipfung um den Winkel α übereinander liegen [Ami07]. Im folgenden Versuchsaufbau bildet das Talbot-Muster des G_1 die erste periodische Struktur und das Analysegitter G_2 die zweite Struktur. Das G_2 wird um einen Winkel α verkippt. Die Periode des entstehenden Moiré-Musters p_M ist größer als die des Talbot-Musters und kann von Röntgen-Detektoren aufgelöst

werden. Für $p_T \approx p_{G_2}$ lässt sich die Periode des Moiré-Musters nach [Ami07] berechnen über

$$p_M = \frac{p_T p_{G_2}}{\sqrt{p_T^2 + p_{G_2}^2 - 2p_T p_{G_2} \cos \alpha}} \quad (2.10)$$

mit der Periode p_T des Talbot-Musters, der Periode p_{G_2} des G_2 und dem Winkel α zwischen den periodischen Strukturen des G_1 und G_2 .

Um zu definieren, wie sichtbar die Moiré-Streifen sind, kann die sogenannte Visibilität herangezogen werden. Sie ist nach [Pag06] definiert als

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2.11)$$

mit der maximalen und minimalen Intensität I_{max} bzw. I_{min} der periodischen Struktur. Die Visibilität nimmt Werte zwischen 0 und 1 an.

Bei einer lokalen Verschiebung des Talbot-Musters durch ein phasenschiebendes Objekt verändert sich auch das Moiré-Muster. Eine Veränderung der Phasenfront kann also in eine Veränderung der Intensität umgesetzt werden. Mit den Rekonstruktionsmethoden aus Unterabschnitt 2.4.3 kann aus dem detektierten Moiré-Muster unter anderem die Information über den Phasenschub durch das Objekt gewonnen werden.

2.4.3. Bildrekonstruktion und Bildmodalitäten

Bei der gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung wird der Versuchsaufbau neben Röntgenröhre, Objekt und Detektor um zwei Gitter erweitert, um den Talbot- und Moiré-Effekt zu reproduzieren. Dadurch werden neben dem Transmissionsbild die bereits erwähnten Bildmodalitäten zugänglich, das sogenannte Differentielle Phasenbild (DPC-Bild) und das sogenannte Dunkelfeldbild.

Die folgende Beschreibung der Bildrekonstruktion und der Bildmodalitäten wurde von [Sch20] adaptiert. Zur Rekonstruktion wird, wie bereits in Unterabschnitt 2.4.1 erwähnt, eine Objekt- und eine Referenzaufnahme benötigt. Zur Erklärung der Rekonstruktionsschritte wird exemplarisch die Analyse einer Objektaufnahme gezeigt. Abbildung 2.5 zeigt schematisch die Grundidee der Bildrekonstruktion. Zunächst wird das aufgenommene Bild **(a)**, welches eine Überlagerung des Objekts (das Gummibärchen) und des Moiré-Musters darstellt, durch eine 2D-Fourier-Transformation in seine spektralen Komponenten zerlegt. Das Ergebnis der Transformation zeigt das Bild **(b)**. Die Darstellung ist so zu verstehen, dass die Frequenzen von der Mitte ausgehend zu den Rändern hin größer werden. Es sind drei Peaks zu erkennen, einer in der Mitte, zwei symmetrisch oberhalb und unterhalb des mittleren Peaks.

Der mittlere Peak, auch Peak nullter Ordnung genannt, besteht aus den niedrigen Frequenzen. Die zwei anderen Peaks stellen die Harmonischen erster Ordnung dar und enthalten dementsprechend die höheren Frequenzen. Diese Peaks werden direkt durch das Moiré-Muster erzeugt.

Durch Fourier-Transformation werden also die Frequenzanteile räumlich voneinander isoliert. Wird ein bestimmtes Fenster um die nullte bzw. eine der ersten Ordnungen rücktransformiert, lassen sich die beiden Komponenten in zwei verschiedene Bilder, das Gummibärchen und das Moiré-Muster, trennen (siehe Bild (c)). Aufgrund der Symmetrie der ersten Harmonischen ist es gleich, ob die positive oder die negative erste Ordnung rücktransformiert wird.

Zur Rekonstruktion der Bildmodalitäten werden verschiedene rücktransformierte Ordnungen des Objekt- und Referenzbildes benötigt, deshalb wird deren Rekonstruktion im Folgenden separat diskutiert.

Die Rekonstruktion der Bildmodalitäten erfolgte in dieser Arbeit mit dem Algorithmus von [Sei+18], dieser stellt eine Abwandlung des ursprünglichen Algorithmus von [TIK82] dar.

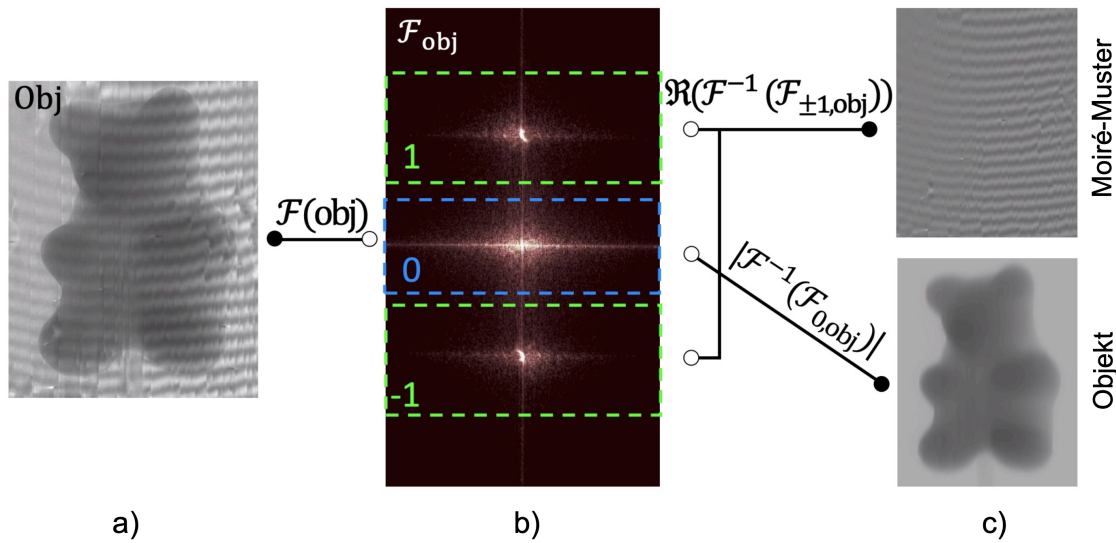


Abbildung 2.5.: Visualisierung der Rekonstruktion eines Objektbildes. Die Moiré-Periode wurde zur Veranschaulichung vergrößert. Das mittlere Bild zeigt die Fourier-Transformation des aufgenommenen Bildes, die beiden rechten Bilder zeigen die Rücktransformation des blauen Bereichs (nullte Ordnung) bzw. des grünen Bereichs (erste Ordnung). Bild entnommen aus [Sch20].

Transmissionsbild

Die Transmission beschreibt die optische Durchlässigkeit eines Objekts und ergibt sich durch den Imaginärteil β des komplexen Brechungsindex (Gleichung 2.4). Das Transmissionsbild ist nach [Bev+11] gegeben durch

$$T = \frac{|\mathcal{F}_{0,obj}^{-1}|}{|\mathcal{F}_{0,ref}^{-1}|} = \frac{I_{0,obj}}{I_{0,ref}}. \quad (2.12)$$

Dabei ist $|\mathcal{F}_0^{-1}|$ der Betrag der inversen Fourier-Transformation des Bereichs um den Peak nullter Ordnung. $|\mathcal{F}_0^{-1}|$ wird auch als mittlere Intensität I_0 der Messung beschrieben. Um die Intensität über das gesamte Bild zu normieren, wird die mittlere Intensität der Objektmessung durch die Referenzmessung dividiert.

Differentielles Phasenbild

Das Differentielle Phasenbild ist nach [Bev+11] gegeben durch

$$\Delta\Phi = \Phi_{ref} - \Phi_{obj} = \arg(\mathcal{F}_{1,ref}^{-1}) - \arg(\mathcal{F}_{1,obj}^{-1}) \quad (2.13)$$

mit

$$\arg(\mathcal{F}_{1,ref}^{-1}) = \arctan\left(\frac{\Im(\mathcal{F}_{1,ref}^{-1})}{\Re(\mathcal{F}_{1,ref}^{-1})}\right). \quad (2.14)$$

Genauso gilt dies für $\arg(\mathcal{F}_{1,obj}^{-1})$. Dies entspricht dem Argument der inversen Fourier-Transformation des Bereichs der ersten Harmonischen, aus dem Objekt- bzw. dem Referenzbild. Wird die Phase des Objekts von der Phase der Referenz subtrahiert, ergibt sich die differentielle Phase. Diese nimmt 2π -periodische Werte an, da das sinusförmige, periodische Moiré-Muster bei Verschiebung um 2π wieder dem ursprünglichen Muster entspricht. Die differentielle Phase kann für die Propagation durch ein homogenes Objekt nach [Bev+11] berechnet werden durch

$$\Delta\Phi = \frac{z_T^n \cdot 2\pi}{p_{G_2}} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{d_{obj}(x)} \delta \, dz \quad (2.15)$$

mit dem fraktionalen Talbot-Abstand z_T^n , der Periode p_{G_2} des G_2 , dem Dickenprofil des Objekts $d_{obj}(x)$ und dem Realteil des Brechungsindex δ . Die z-Richtung entspricht der Ausbreitungsrichtung der Strahlung und die x-Richtung ist senkrecht zu den Gitterstegen und der Ausbreitungsrichtung (vgl. Koordinatensystem in Abbildung 4.1). Das bedeutet, dass das DPC-Signal proportional zur Änderung der Objektdicke in x-Richtung ist.

Dunkelfeldbild

Das Dunkelfeldbild ist nach [Bev+11] gegeben durch

$$\Sigma = -\ln\left(\frac{V_{obj}}{V_{ref}}\right) \quad (2.16)$$

mit den Visibilitäten V_{ref} bzw. V_{obj} des Referenz- und Objektbildes. Die Visibilität ist ein Maß für die Sichtbarkeit des Moiré-Musters und kann nach [Bev+11] berechnet werden über

$$V = \frac{|\mathcal{F}_1^{-1}|}{|\mathcal{F}_0^{-1}|}. \quad (2.17)$$

Diese Definition ist analog zu Gleichung 2.11. Das Dunkelfeld beschreibt also die Schwächung der Visibilität durch ein Objekt. Diese Abschwächung tritt meist durch Rayleigh-Streuung (Kleinwinkelstreuung) an Kanten oder an faserigen bzw. porösen Strukturen auf. Eine detaillierte Diskussion des Dunkelfeldbildes findet sich zum Beispiel in [Lud20].

Abbildung 2.6 zeigt beispielhaft die drei Bildmodalitäten aus einer Messung von [Zan13]. Wie erwartet ist im Transmissionsbild **(b)** der Holzspieß kaum zu erkennen, da dessen Material

einen ähnlichen Absorptionskoeffizienten wie das Gummibärchen aufweist. Im DPC-Bild (**c**) können die Kanten des Gummibärchens und des Holzspießes deutlich besser erkannt werden, da diese einen Gradienten der Dicke in x-Richtung aufweisen. Im Dunkelfeldbild (**d**) ist insbesondere der Holzspieß sehr gut zu sehen, da dieser eine faserige Struktur aufweist.

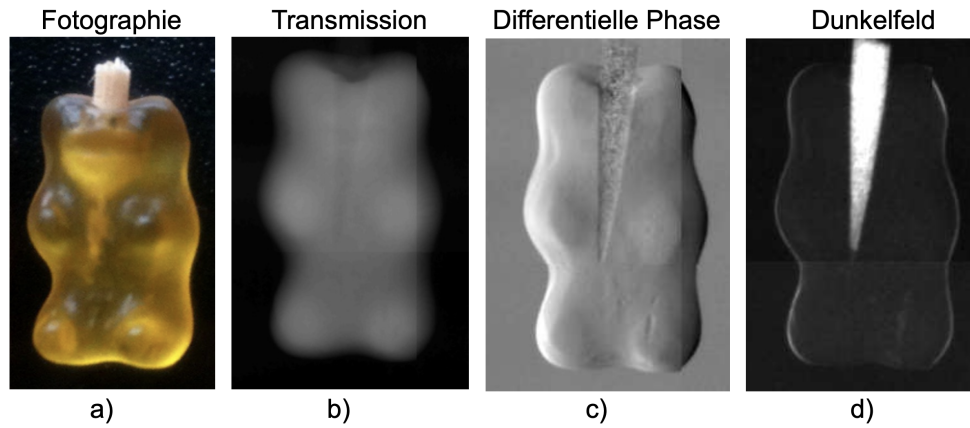


Abbildung 2.6.: Vergleich der drei Bildmodalitäten am Beispiel eines Holzspießes in einem Gummibärchen. Bilder entnommen aus [Zan13].

3. Messung und Quantitative Analyse eines Talbot-Teppichs

Für die Moiré-Bildgebung ist das Talbot-Muster von zentraler Bedeutung. Das Differentielle Phasenbild ergibt sich aus dem Moiré-Muster, welches durch Überlagerung des Talbot-Musters im Abstand des G_2 vom G_1 mit der Struktur des G_2 entsteht. Deshalb trägt die quantitative Analyse des Talbot-Musters im genannten Abstand zum G_1 maßgeblich zu einem besseren Verständnis des Differentiellen Phasenbildes bei. Bei genauer Kenntnis des gesamten Talbot-Teppichs kann außerdem das G_1 richtig justiert und das G_2 in den optimalen Abstand gebracht werden. Ziel der folgenden Messung ist deshalb die Aufnahme und Analyse eines Talbotteppichs.

Es wird zunächst der Versuchsaufbau beschrieben, dann werden die Methoden der Datenanalyse anhand eines Talbot-Musters erklärt. Anschließend wird das Talbot-Muster für verschiedene Kippwinkel des Gitters und verschiedene Abstände zwischen Gitter und Detektor analysiert. Es wird eine Frequenzanalyse für die Muster und die Visibilität für verschiedene Kippwinkel und Abstände diskutiert. Außerdem erfolgt der Vergleich mit einem simulierten Talbot-Teppich.

3.1. Versuchsaufbau

Als Röntgenquelle wird die Liquid-Metal-Jet Röntgenröhre verwendet, die bereits in Abschnitt 2.1 beschrieben wurde. Abbildung 3.1 zeigt eine Skizze des Versuchsaufbaus. Die Einstellungen der Röntgenröhre in diesen Messungen finden sich in Tabelle A.2 im Anhang. In einem Abstand von 300 ± 2 mm vor der Röntgenquelle steht das G_1 , gefolgt vom Detektor. Es wird ein Gitter mit einer Periode von $10.6 \mu\text{m}$ verwendet. Das G_1 ist auf zwei Drehachsen montiert. Eine wird in der x-y-Ebene rotiert, um die Gitterstege perfekt parallel zum Detektorrand auszurichten, die zweite Drehachse wird in der x-z-Ebene rotiert und dient zur Verkipfung des Gitters um die y-Achse (um α_K), sodass die Gitterstege in z-Richtung nicht mehr parallel zur Strahlachse verlaufen.

Als Detektor dient in den Messungen die Rigaku XSight Micron LC Kamera, diese wurde in Abschnitt 2.3 beschrieben. Das besondere Merkmal des Detektors ist eine effektive Pixelgröße von $0.27 \mu\text{m}$. Nur mit einer so kleinen Pixelgröße ist die direkte Auflösung des Talbot-Teppichs mit Strukturgrößen im μm -Bereich möglich. Für die Messungen bei Verkipfung des Gitters wird der Abstand zwischen Gitter und Detektor auf 233 mm eingestellt. In der Messung des Talbot-Teppichs befindet sich der Detektor auf einer in z-Richtung beweglichen Linearachse, um den Abstand zwischen Gitter und Kamera zu variieren.

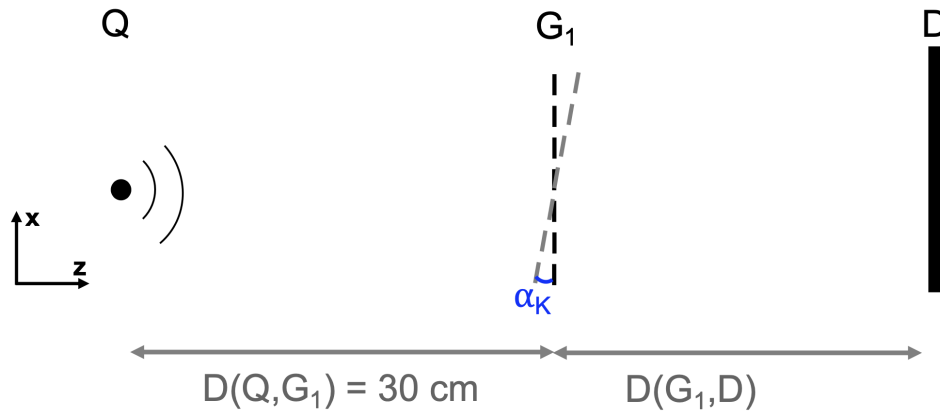


Abbildung 3.1.: Schematische Skizze des Messaufbaus mit der Röntgenquelle Q, dem Gitter G_1 und dem Detektor D. Die Skizze visualisiert eine Aufsicht in negative y-Richtung. Der Abstand zwischen Quelle und G_1 ist für alle Messungen gleich, der Abstand zwischen G_1 und Detektor wurde variiert. Für die Messung zur Verkipfung des G_1 beschreibt der Winkel α_K den Winkel um den das G_1 zu seiner ursprünglichen Position verkippt wurde.

Für beide Messungen wird zur Korrektur von Rauschbeiträgen und Fehlern der Detektorpixel eine Offset- und eine Gain-Messung durchgeführt. Aufgrund der kleinen Pixelgröße des Detektors wird für alle Messungen eine hohe Belichtungszeit von 10 Minuten gewählt. Für jeden Abstand bzw. Verkipfungswinkel werden drei Bilder mit dieser Belichtungszeit aufgenommen und anschließend gemittelt. Somit ergibt sich eine gesamte Belichtungszeit für jeden Abstand bzw. Winkel von 30 Minuten. Da die Gain-Messung vom Abstand zwischen Quelle und Detektor abhängt, wird bei der Abstandsmessung für jeweils drei Abstände eine gemeinsame Gain-Messung aufgenommen. Dabei wird jeweils der mittlere Abstand für die Aufnahme des Gains eingestellt. Dieses Vorgehen dient der Reduzierung der Gesamtmesszeit und erreicht eine ausreichend gute Gain-Korrektur.

Bei der Justierung des Messaufbaus zur Verkipfung des G_1 wird darauf geachtet, dass G_1 so auszurichten, dass die Ausdehnung der Gitterstege in z-Richtung möglichst parallel zur Strahlachse ist. Dies entspricht einer Ausrichtung der Gitterfläche senkrecht zur Strahlachse.

Da die Gesamtmesszeit bei der Abstandsmessung etwa 70 Stunden beträgt, werden die Messungen mit G_1 in drei Abschnitte und die Gain-Messungen in zwei Abschnitte geteilt. Es wird abwechselnd ein Abschnitt mit G_1 und ein Gain-Abschnitt gemessen. So liegt die Gain-Messung eines Abstandes zeitlich nicht zu weit entfernt von der zugehörigen Messung mit dem G_1 . Dadurch soll der Einfluss des Fokusdrifts reduziert werden. Insgesamt wurden Messungen mit einem Abstand zwischen G_1 und Detektor von 8 mm bis 263 mm aufgenommen.

3.2. Methoden zur Analyse der Talbot-Muster

In diesem Abschnitt soll zunächst das Bild eines Talbot-Musters in einem willkürlichen Abstand ($D(G_1, D) = 233 \text{ mm}$) betrachtet werden. Anhand dieses Beispiels werden die Methoden zur Analyse der Talbot-Muster für verschiedene Kippwinkel und Abstände erklärt.

Nach dem Mitteln über die drei Aufnahmen einer Messung ergibt sich das Bild in Abbildung 3.2.

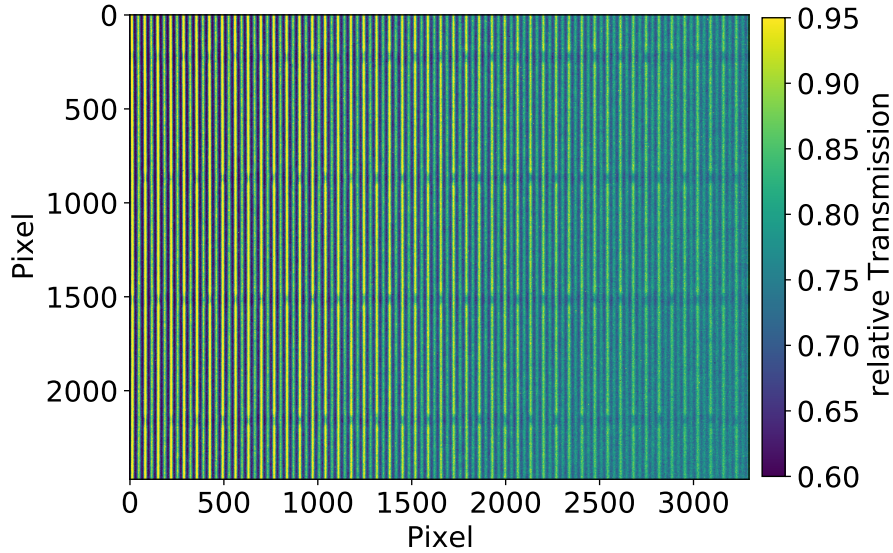


Abbildung 3.2.: Bild des Talbot-Musters mit einem Abstand zwischen dem G_1 und Detektor $D(G_1, D) = 233 \text{ mm}$. In vertikale Richtung zeigt sich das Selbstbild der periodischen Gitterstege und die frequenzverdoppelte Komponente des Musters. Außerdem ist in vier Zeilen eine horizontale Struktur zu erkennen, dies sind die sogenannten resist bridges, welche der Stabilisierung der Gitterstege dienen.

Das Selbstbild des Gitters, bestehend aus den vertikalen periodischen Gitterstegen, ist klar zu erkennen. Es zeigen sich sogar die sogenannten Resist-Bridges, die der Stabilisierung des Gitters dienen. Im Folgenden wird für alle Bilder der gleiche Bildbereich zwischen 0 und 1200 Pixeln in x-Richtung ausgewertet, um die Variation der Visibilität von links nach rechts im Bild zu vermeiden.

Da die Gitterstege parallel zum Detektorrand ausgerichtet wurden, kann jedes Bild entlang der Gitterstege gemittelt werden. Dann ergibt sich aus dem Bild in Abbildung 3.2 das Intensitätsmuster in Abbildung 3.3.

Das Muster besteht aus der Überlagerung zweier periodischer Muster. Die Frequenz des ersten Musters ergibt sich aus der Frequenz der hohen Peaks und entspricht der durch den Kegelstrahl vergrößerten Frequenz des Gitters $p_{G_1, \text{cone}}$. Diese Frequenz kann berechnet werden über

$$p_{G_1, \text{cone}} = M \cdot p_{G_1} = \frac{D(Q, D)}{D(Q, G_1)} \cdot p_{G_1} \quad (3.1)$$

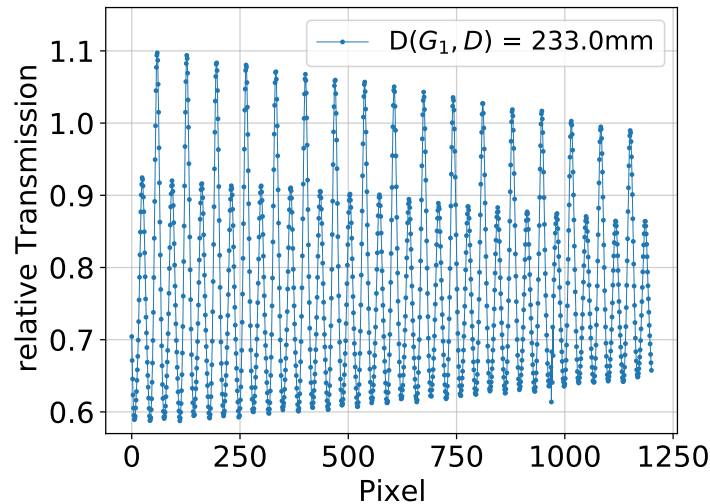


Abbildung 3.3.: Mittelwert entlang der Gitterstege eines Bildes des Talbot-Musters. Das Muster wurde mit einem Abstand zwischen dem G_1 und Detektor $D(G_1, D) = 233 \text{ mm}$ aufgenommen. Es zeigt sich die Überlagerung zweier periodischer Muster. Die hohen Peaks mit niedrigerer Frequenz haben die vergrößerte Frequenz des G_1 , das höherfrequente Muster hat die doppelte Frequenz.

mit der Vergrößerung M , der Periode des G_1 $p_{G_1} = 10.6 \mu\text{m}$ und dem Abstand zwischen Quelle und Detektor $D(Q, D)$ bzw. Quelle und G_1 $D(Q, G_1)$. Das Muster mit der Gitterfrequenz wird überlagert von einem Signal mit der doppelten Frequenz. Diese Frequenzverdopplung entsteht durch das π -schiebende Phasengitter, wie in Unterabschnitt 2.4.1 erklärt.

Bei der Moiré-Bildgebung mit diesem G_1 wird das G_2 so gewählt, dass im Abstand des G_2 der frequenzverdoppelte Anteil des Talbot-Musters der Frequenz des G_2 entspricht. Deshalb ist insbesondere die Visibilität des frequenzverdoppelten Anteils von Bedeutung. Um diese Visibilität zu bestimmen, wird näherungsweise angenommen, dass das Talbot-Muster eine Überlagerung aus zwei sinusoidalen Mustern mit einfacher und doppelter Gitterfrequenz ist. Dann können die beiden Frequenzen mithilfe einer Fourier-Transformation voneinander getrennt werden. Die Fourier-Transformation des Musters in Abbildung 3.3 zeigt Abbildung A.5. Einen Ausschnitt zeigt der linke Plot in Abbildung 3.4.

Symmetrisch um die y-Achse zeigen sich jeweils drei dominante und zwei kleinere Peaks. Die Peaks links und rechts der y-Achse enthalten die gleichen Informationen. Neben dem Peak bei der Nullfrequenz ergibt sich ein Peak bei der Gitterfrequenz und einer bei der doppelten Gitterfrequenz. Die höheren Harmonischen dieser Peaks zeigen sich mit kleinerer Amplitude bei der dreifachen bzw. vierfachen Gitterfrequenz. In Abbildung 3.4 sind die symmetrischen Peaks bei der einfachen und doppelten Gitterfrequenz und die Nullkomponente in verschiedenen Farben markiert.

Jeder Frequenzanteil wird einzeln rücktransformiert und die Nullkomponente addiert. Dadurch ergibt sich der rechte Plot der Abbildung. Mit dieser Methode können die Muster mit einfacher und doppelter Frequenz isoliert werden. Die Visibilität der Muster ergibt sich mit Gleichung 2.11 aus dem Mittelwert der Maxima bzw. Minima jedes Musters.

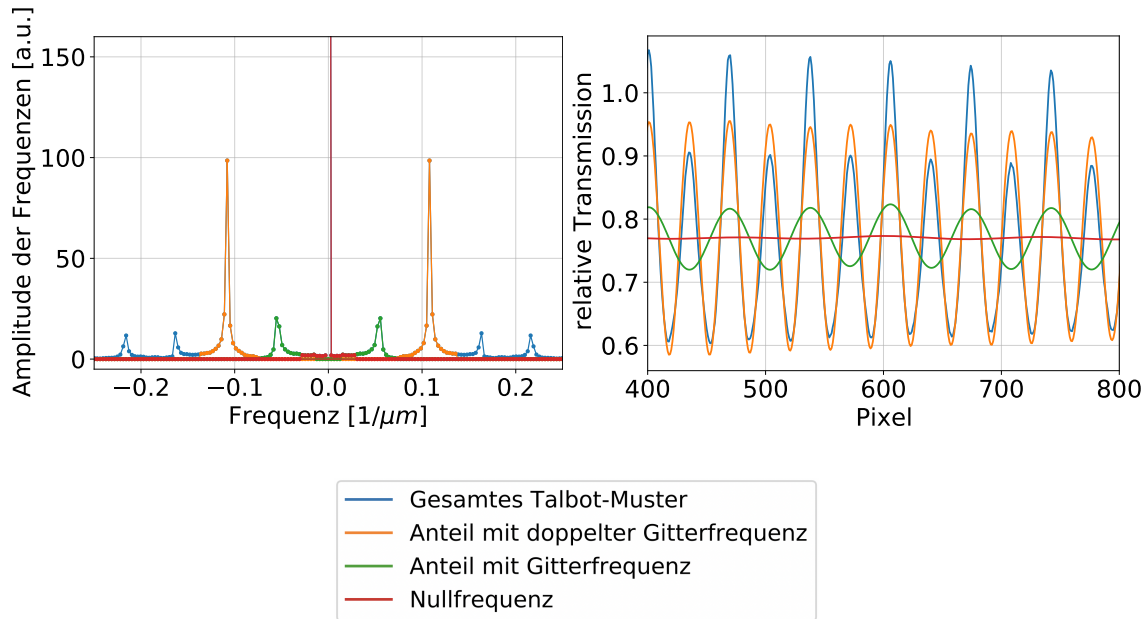


Abbildung 3.4.: **Links:** Fourier-Transformation des Talbot-Musters aus Abbildung 3.3 mit einem Abstand $D(G_1, D) = 233 \text{ mm}$. Es ist nur ein Ausschnitt des Frequenzspektrums gezeigt, damit die Peaks mit einfacher und doppelter Gitterfrequenz erkennbar sind. Die Anteile sind in grün und orange markiert, die Nullkomponente ist rot markiert. **Rechts:** Getrennte Rücktransformation der Frequenzanteile. Es ist nur ein Ausschnitt der x-Achse gezeigt. In blau ist das ursprüngliche Talbot-Muster gezeigt, auf die Rücktransformation der Anteile mit einfacher und doppelter Gitterfrequenz wurde die Rücktransformation der Nullkomponente addiert. Werden alle rücktransformierten Anteile addiert, ergibt sich näherungsweise das ursprüngliche Talbot-Muster.

Neben der Visibilität kann eine Frequenzanalyse der Talbot-Muster durchgeführt werden. Hierfür wird für den Mittelwert jedes Bildes in einem Abstand bzw. Winkel eine Fourier-Transformation durchgeführt. Das Frequenzspektrum wird dann gegen den Winkel oder Abstand dargestellt.

3.3. Verkippung des Gitters

Vor der Messung des Talbot-Teppichs wird zunächst die optimale Ausrichtung des G_1 gesucht. Das Gitter wird in der x-z-Ebene gedreht und das Talbot-Muster gemessen. Kurz vor Abschluss dieser Arbeit ist aufgefallen, dass die verwendete Drehachse nicht richtig funktioniert und deshalb die eingestellten Winkel nicht den tatsächlichen entsprechen. Auch eine nachträgliche Kalibrierung ist nicht möglich, da die angesteuerten Positionen der Achse unter anderem von der Drehgeschwindigkeit abhängen, welche nicht gespeichert wird. Da die Zeit für eine erneute Messung fehlte, wird im Folgenden auf eine Beschriftung der x-Achse verzichtet. Eine qualitative Analyse der Messung ist dennoch möglich.

Aus der Messung ergeben sich nach dem Mitteln über die drei Aufnahmen des jeweiligen Winkels 31 Bilder des Talbot-Musters. Werden alle Bilder in Richtung der Gitterstege gemittelt, ergibt sich das Talbot-Muster für jeden Verkippungswinkel. Jedes dieser Muster kann in eine Pixelspalte eines Bildes eingeordnet werden, dann ergibt sich das Bild in Abbildung 3.5. Die Farbskalierung zeigt eine relative Intensität an, da jede Abstandsmessung durch eine Gain-Messung dividiert wurde. Das jeweilige Muster für jeden Winkel ist in Abbildung A.2 im Anhang gezeigt.

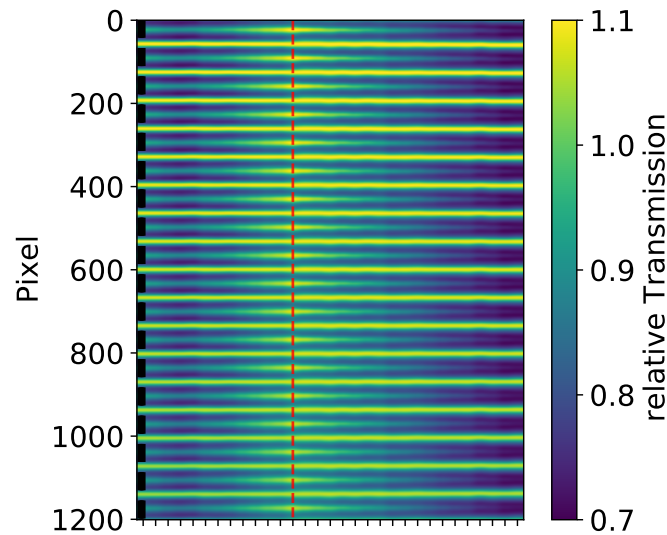


Abbildung 3.5.: Talbot-Muster gegen die verschiedenen Kippwinkel des G_1 . Links in der Abbildung in schwarz sind die durch den Kegelstrahl vergrößerten Gitterstege gezeigt. Die rote Linie zeigt die Symmetrie des Verlaufs an. Auf die x-Achsenbeschriftung wird verzichtet, da aufgrund einer fehlerhaften Drehachse nicht klar ist, welche Winkel vermessen wurden.

Die Visibilität des Talbot-Musters verändert sich mit dem Verkippungswinkel des G_1 . Der Verlauf ist symmetrisch um die in der Abbildung markierte Linie. Im Bereich der Symmetrielinie nähert sich die Intensität der frequenzverdoppelten Peak-Maxima der Intensität der Maxima des Anteils mit Gitterfrequenz an. Im Bereich rechts und links der Linie nimmt die Intensität der frequenzverdoppelten Peaks ab.

Durch eine spaltenweise Fourier-Transformation wie in Abschnitt 3.2 beschrieben ergibt sich die Frequenzanalyse über den Verkippungswinkel. Dies ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Ganz oben im Bild bei sehr kleinen Raumfrequenzen (Periode gegen Unendlich) ist der Peak nullter Ordnung zu erkennen. Da die Fourier-Transformierte symmetrisch um die null ist, wird in der Abbildung nur der Bereich positiver Frequenzen gezeigt. Die beiden hellen, horizontalen Streifen ergeben sich aus den Mustern mit Gitterfrequenz und doppelter Gitterfrequenz bzw. halber Gitterperiode. Das Letztere weist eine deutlich höhere Amplitude auf, welche von links nach rechts abnimmt. Die höheren Harmonischen der beiden Frequenzen sind nur sehr schwach zu erkennen. Die Näherung, dass sich das Talbot-Muster aus der Überlagerung zweier sinusoidaler Muster mit einfacher und doppelter Gitterfrequenz ergibt, ist deshalb für diese Messung angebracht.

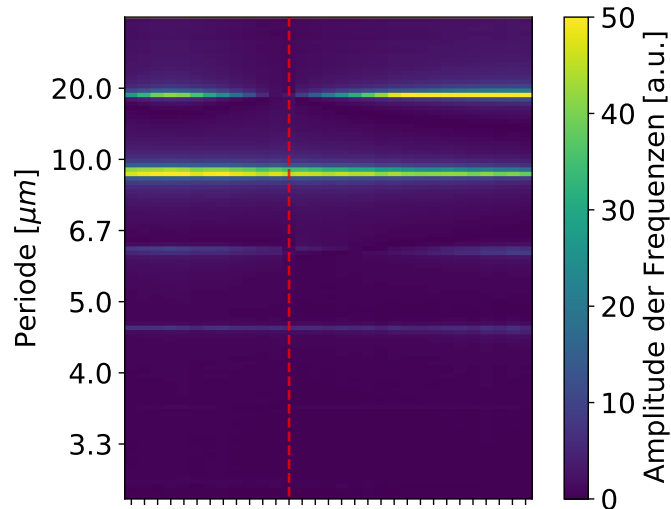


Abbildung 3.6.: Fourier-Transformation der Talbot-Muster, aufgetragen gegen den Verkipfungswinkel des G_1 . Die y-Achse wurde in Perioden umgerechnet. In der Abbildung ist aufgrund der Symmetrie der Fourier-Transformation nur der positive Teil der Frequenzen bzw. Perioden gezeigt. Die rote Linie zeigt die Symmetrie des Verlaufs an. Auf die x-Achsenbeschriftung wird verzichtet, da aufgrund einer fehlerhaften Drehachse nicht klar ist, welche Winkel vermessen wurden.

Um die beschriebenen Beobachtungen genauer zu untersuchen, wird die Visibilität der Muster mit einfacher und doppelter Gitterfrequenz berechnet. Die Berechnung der Visibilität erfolgt wie in Abschnitt 3.2 beschrieben über eine Fourier-Transformation des Musters und eine anschließende Rücktransformation für jeden Rotationswinkel des Gitters. Das Ergebnis zeigt Abbildung 3.7.

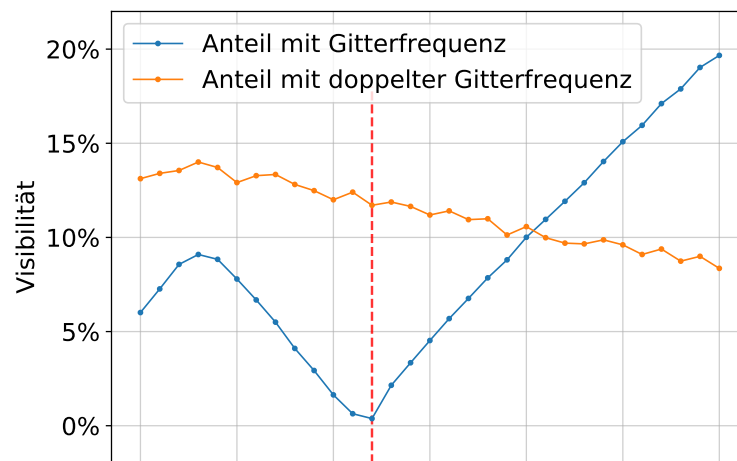


Abbildung 3.7.: Visibilität der Muster mit einfacher und doppelter Gitterfrequenz aufgetragen gegen den Verkipfungswinkel des G_1 . Die rote Linie zeigt die Symmetrie des Verlaufs an. Auf die x-Achsenbeschriftung wird verzichtet, da aufgrund einer fehlerhaften Drehachse nicht klar ist, welche Winkel vermessen wurden.

Die Visibilität des Anteils mit Gitterfrequenz steigt zunächst leicht an und fällt dann kontinuierlich ab. Bei der Symmetrielinie beträgt die Visibilität fast 0%. Für den Bereich rechts der Linie steigt die Visibilität des Anteils wieder kontinuierlich an. Das Muster mit doppelter Gitterfrequenz zeigt einen schwachen, aber kontinuierlichen Abfall. Im Hinblick auf die Moiré-Bildgebung in kommenden Arbeiten ist das Muster mit doppelter Gitterfrequenz besonders wichtig, da im gewählten Abstand die Periode dieses Anteils der Periode des G_2 entspricht. Für eine ausführlichere Interpretation der Daten müsste eine Messung mit Winkeln in einem größeren Bereich und mit einer funktionierenden Drehachse durchgeführt werden. Außerdem könnte eine Simulation ähnlich zu der Simulation des Talbot-Teppichs helfen, den Einfluss der Geometrie des Gitters auf das Talbot-Muster zu untersuchen.

3.4. Analyse des Talbot-Teppichs

Mit dem in Abschnitt 3.1 beschriebenen Versuchsaufbau kann der Talbot-Teppich vermessen werden. Hierfür wird das Talbot-Muster über den Bereich zwischen 8 mm und 263 mm hinter dem G_1 in möglichst vielen Abständen aufgenommen. Als Schrittweite zwischen zwei Messungen wurden 2.5 mm gewählt. Die Messungen ergeben zusammen den Talbot-Teppich.

Für jeden Abstand wurden drei Bilder mit 10 Minuten Belichtungszeit aufgenommen. Diese können aufgrund der parallelen Ausrichtung der Gitterstege zum Detektorrand entlang der Stege gemittelt werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.8 beispielhaft für die Messungen in zwei verschiedenen Abständen dargestellt.

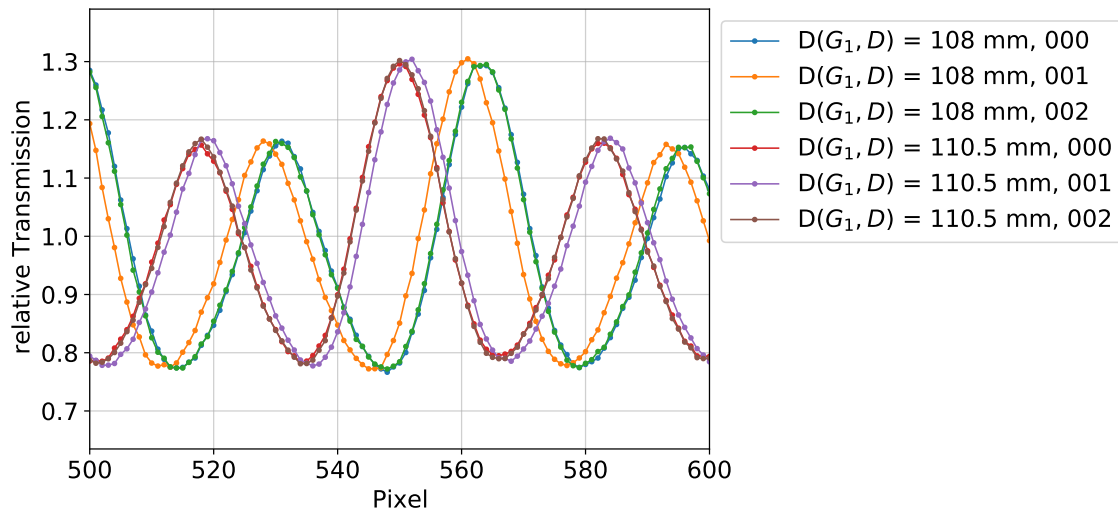


Abbildung 3.8.: Visualisierung des Fokusdrifts während der Messung. Es sind Messungen in zwei verschiedenen Abständen hinter dem G_1 gezeigt, für jede Messung wurden drei Bilder aufgenommen. Jedes Bild wurde in Richtung der Gitterstege gemittelt. Es zeigt sich, dass sich die Peaks der Messungen nicht an den gleichen Pixelpositionen befinden, sondern sich durch den Fokusdrift verschieben.

Die Peaks der Messungen liegen nicht an den gleichen x-Positionen. Diese Verschiebung lässt sich auf den Fokusdrift der Röntgenröhre zurückführen. Bereits zwischen zwei Bildern einer Abstandsmessung kann der Fokusdrift beobachtet werden, bei dem Vergleich zweier Messungen ist die Verschiebung noch stärker. Für die Abbildung wurden zwei Messungen gewählt, bei denen sich die Verschiebung besonders stark äußert. Bei einigen anderen Messungen zeigt sich der Fokusdrift nicht.

Um trotz des Fokusdrifts eine gute Darstellung des Talbot-Teppichs zu erhalten, müssen die Aufnahmen zunächst so bearbeitet werden, dass ihre Peak-Maxima die gleiche x-Position im Bild aufweisen. Hierfür wird für jede Aufnahme der Mittelwert entlang der Gitterstege gebildet. Dann wird in einem kleinen Bereich das Maximum des Intensitätsmusters gesucht und symmetrisch um dessen Index ein Bereich festgelegt. Die Aufnahmen werden auf diesen Bereich zugeschnitten. Dann liegt der Peak, welcher sich genau in der Mitte des Bildes befindet, in jedem Bild an der gleichen Position (vgl. Abbildung A.3).

Der Fokusdrift kann ebenso während den 10 min Belichtungszeit jeder individuellen Aufnahme stattfinden. Durch den Fokusdrift verschiebt sich das Talbot-Muster während der Messung über mehrere Pixel. Dadurch verschmiert das Muster im gemessenen Bild, was die gemessene Visibilität verschlechtert. Bei einer Wiederholung der Messung mit einer Röntgenröhre ohne Fokusdrift wäre die Visibilität des Musters deutlich besser.

Werden die zugeschnittenen Talbot-Muster jedes Abstandes in jeweils eine Pixelspalte eines Bildes eingeordnet, ergibt sich die Darstellung des Talbot-Teppichs in Abbildung A.4, einen Ausschnitt des Teppichs zeigt Abbildung 3.9. In der Abbildung wurde jede Spalte auf die erste Spalte normiert, um von der Röntgenröhre verursachte Intensitätsschwankungen auszugleichen. Die Farbskalierung zeigt eine relative Intensität an, da jede Abstandsmessung durch eine Gain-Messung im ungefähr gleichen Abstand dividiert wurde. In der Abbildung sind außerdem die nach Gleichung 2.8 und Gleichung 2.9 berechneten Talbot-Abstand für die Energien 9 keV und 11 keV gekennzeichnet. 9 keV entsprechen der Schwerpunkts-Energie der Röntgenröhre, das G_1 ist auf 11 keV optimiert. Die Abbildung zeigt außerdem die Simulation eines Talbot-Teppichs aus dem Framework nach [Rit+14]. Bei der Simulation werden die gleichen Gitterparameter angenommen, insbesondere ist das Gitter ebenfalls auf 11 keV optimiert, die Röntgenstrahlung ist monochromatisch mit einer Photonenenergie von 9 keV. Die reine Quellverschmierung wird in der Simulation mit einer Breite des Brennflecks von 5 μm angenommen.

Während sich das Talbot-Muster in der Simulation langsam mit größeren Abständen ausbildet und erst für Abstände größer 50 mm sichtbar wird, ist in der Messung das Selbstbild des Gitters schon für kleine Abstände erkennbar. Für Abstände sehr nah hinter dem G_1 zeigt sich im gemessenen Talbot-Teppich ein scharfes Selbstbild des Gitters ohne den frequenzverdoppelten Anteil. In Abbildung A.3 sind beispielhaft die Talbot-Muster für kleine Abstände gezeigt, diese sind eher rechteckig. Das Muster zeigt sich in der Messung bereits in kleinen Abständen, da das Spektrum der Röntgenröhre polychromatisch ist und Anteile mit niedrigeren Energien kleinere Talbot-Abstände ergeben. Da das Gitter diese Anteile nicht um π verschiebt, ergibt sich auch keine Frequenzverdopplung in diesem Bereich.

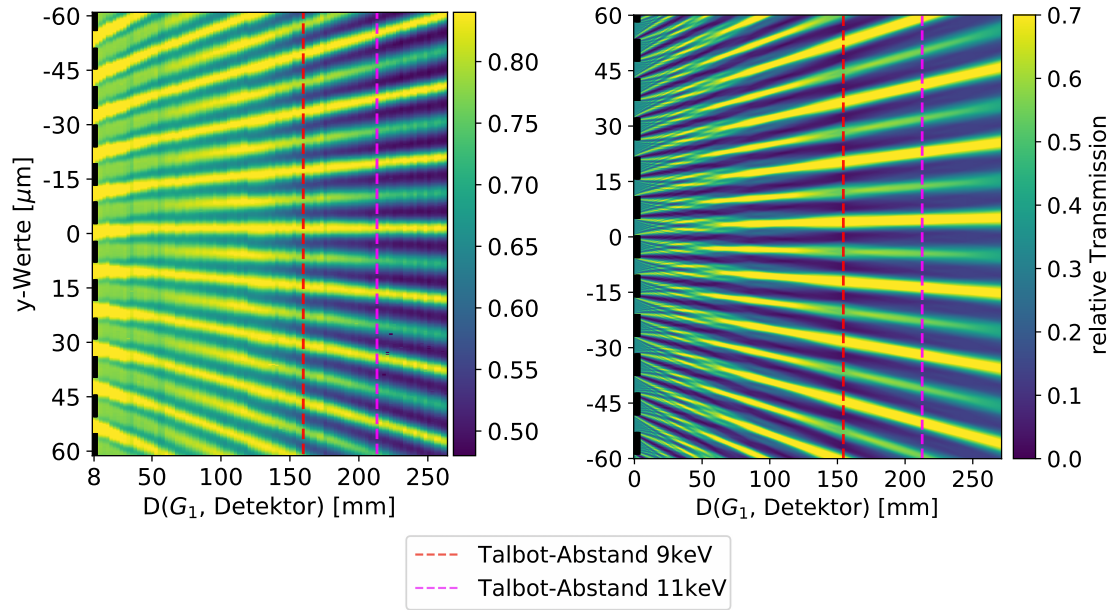


Abbildung 3.9.: **Links:** Ausschnitt aus dem gemessenen Talbot-Teppich. **Rechts:** Simulation des Talbot-Teppichs. Bei der Simulation wurden die identischen Gitterparameter der Messung verwendet, insbesondere ist das G_1 auf 11 keV optimiert und die monochromatische Strahlung hat eine Energie von 9 keV. Die y-Achse beschreibt in beiden Bildern den Abstand von der Mitte des Bildausschnitts, die x-Achse gibt die Abstände des Detektors vom G_1 an. Links im Bild in schwarz sind die Gitterstege gezeigt. Der Talbot-Abstand ist für (Schwerpunkts-)Energie der Quelle und die Design-Energie des Gitters unter Berücksichtigung der Vergrößerung durch den Kegelstrahl nach Gleichung 2.9 als gestrichelte Linie eingezeichnet.

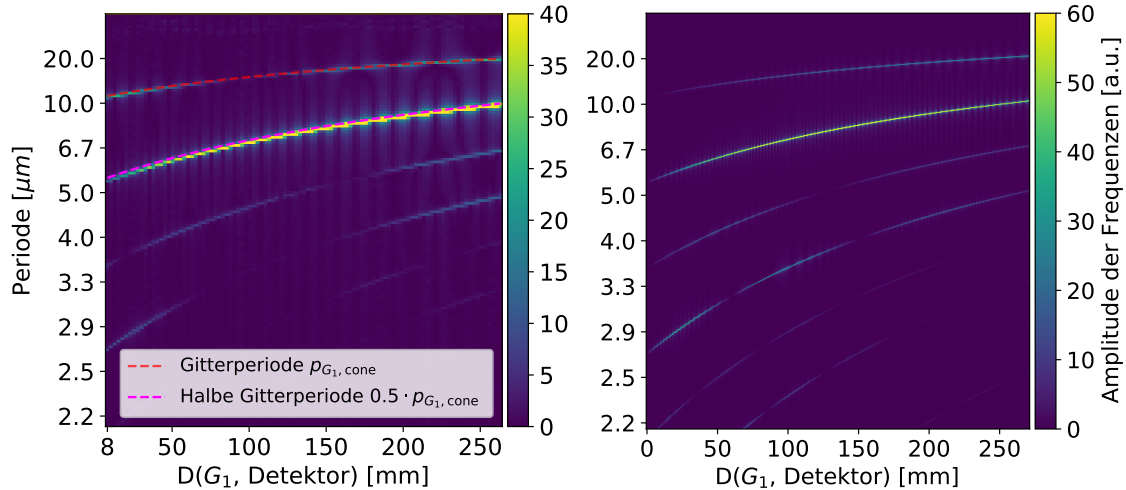


Abbildung 3.10.: **Links:** Fourier-Transformation der gemessenen Talbot-Muster in jedem Abstand zwischen G_1 und Detektor, aufgetragen gegen den Abstand. **Rechts:** Fourier-Transformation des simulierten Talbot-Teppichs in jedem Abstand zwischen G_1 und Detektor, aufgetragen gegen den Abstand. Die y-Achse wurde für beide Abbildungen in Perioden umgerechnet. Aufgrund der Symmetrie der Fourier-Transformation ist jeweils nur der Bereich der positiven Frequenzen bzw. Perioden gezeigt.

Für Abstände ab etwa 50 mm stimmt der gemessene Teppich sehr gut mit der Simulation überein. Das gemessene Talbot-Muster gleicht für größere Abstände einer Überlagerung aus zwei sinusoidalen Anteilen (vgl. Abbildung A.3). Für den Bereich zwischen circa 95 mm und 143 mm ist das frequenzverdoppelte Muster am besten sichtbar, da die Intensität jedes Peak-Maximums etwa gleich hoch ist. Für Abstände größer als 143 mm nimmt die Intensität der Peak-Maxima hinter den Gitterstegen wieder ab.

Die gemessenen Talbot-Muster zeigen die erwartete Frequenzverdopplung aufgrund des π -schiebenden Phasengitters, allerdings weisen die frequenzverdoppelten Peaks, welche hinter den Gitterstegen auftreten, bis auf einen kleinen Bereich eine deutlich schlechtere Visibilität auf. Die schlechte Visibilität ergibt sich daraus, dass das Maximum des Spektrums der Röntgenröhre nicht der Energie entspricht, auf die das G_1 optimiert ist. Dies kann an der Simulation des Talbot-Teppichs gesehen werden. Abbildung 3.11 zeigt zwei Simulationen des Talbot-Teppichs. Für die Simulation wurden die identischen Gitterparameter der Messung verwendet, die reine Quellverschmierung wird wieder mit einer Breite des Brennflecks von 5 μm angenommen. Für die Simulationen wurde als Energie des monochromatischen Spektrums der Röntgenquelle 9 keV bzw. 11 keV gewählt. Die Simulation für 9 keV wurde bereits in Abbildung 3.9 gezeigt, sie soll hier aber nochmal mit der Simulation für 11 keV verglichen werden.

Für das Muster für 11 keV zeigt die frequenzverdoppelte Komponente eine ebenso hohe Visibilität wie die Maxima hinter den Lücken zwischen den Gitterstegen. Für das Muster für 9 keV erreichen die Peak-Maxima hinter den Gitterstegen bis auf den Bereich zwischen 55 mm und 125 mm eine niedrigere Intensität als die Peak-Maxima hinter den Lücken. Da das Gitter nur Strahlung mit 11 keV um π phasenverschiebt, liegt die Vermutung nahe, dass der Anteil des Talbot-Musters mit Gitterfrequenz durch die Strahlung mit 9 keV entsteht. Dieser Anteil wird um mehr als π verschoben und weist deshalb keine Frequenzverdopplung auf. Im Bereich hinter den Lücken zwischen den Gitterstäben überlagern sich die Muster mit einfacher und doppelter Gitterfrequenz konstruktiv, im Bereich hinter den Gitterstegen erfolgt eine destruktive Überlagerung. Daraus ergibt sich die niedrigere Intensität der Peak-Maxima hinter den Gitterstegen.

Für den Talbot-Teppich kann außerdem eine Frequenzanalyse durchgeführt werden. Hierfür wird das Muster in jedem Abstand fouriertransformiert. Abbildung 3.10 zeigt die Frequenzanalyse des gemessenen und des simulierten Talbot-Teppichs. Die nullte Ordnung der Fourier-Transformation zeigt sich in der Analyse der Messung ganz oben in der Abbildung bei sehr kleinen Frequenzen (unendliche Periode). Die beiden hellen Peaks entsprechen den Mustern mit Gitterperiode und halber Gitterperiode (doppelter Gitterfrequenz). Bei vielen Abständen ist außerdem ein niedriges Signal bei der dreifachen und vierfachen Gitterfrequenz zu erkennen, dies entspricht den höheren Harmonischen der einfachen bzw. doppelten Gitterfrequenz.

Es lässt sich zunächst erkennen, dass die Perioden der Peaks mit zunehmendem Abstand $D(G_1, D)$ größer werden. Die Vergrößerung ergibt sich durch den Kegelstrahl und kann mit Gleichung 3.1 berechnet werden. Die berechnete vergrößerte Periode ist in die Frequenzanalyse

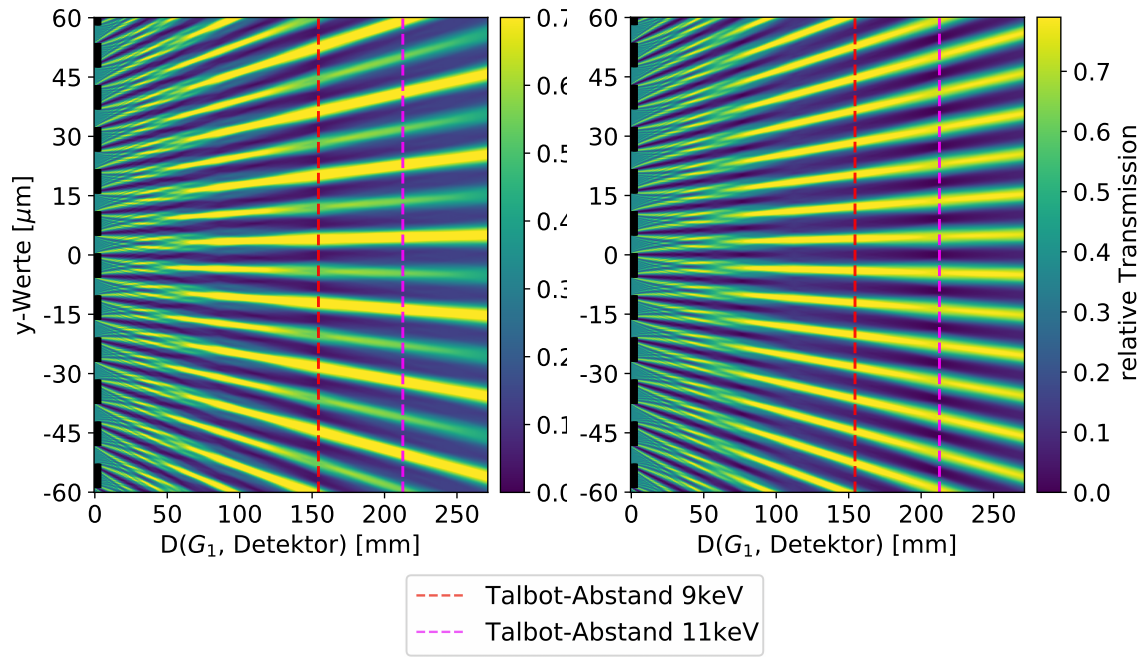


Abbildung 3.11.: Simulation des Talbot-Teppichs. Die y-Achse beschreibt den Abstand von der Mitte des Bildausschnitts, die x-Achse gibt die Abstände des Detektors vom G_1 an. Die Gitterstege sind im Bild links in schwarz gezeigt. Bei der Simulation wurden die Parameter der Messung verwendet, insbesondere ist das G_1 auf 11 keV optimiert. Die theoretischen Talbot-Abstände für 9 keV und 11 keV nach Gleichung 2.8 sind als gestrichelte Linien eingezeichnet. **Links:** Simulation für eine monochromatische Röntgenquelle mit 9 keV. **Rechts:** Simulation für eine monochromatische Röntgenquelle mit 11 keV.

der Messung eingezeichnet und stimmt sehr gut mit den Messdaten überein. Der Verlauf der Amplitude des Peaks mit Gitterperiode stimmt gut mit der Simulation überein. Die Amplitude wird mit steigendem Abstand größer. Der Verlauf des Anteils mit halber Gitterperiode stimmt nur teilweise mit der Simulation überein, da der Verlauf in den Messdaten einen erneuten Abfall im Bereich um $D(G_1, D) = 100$ mm zeigt, welcher in der Analyse der Simulation nicht zu finden ist.

In der Frequenzanalyse des gemessenen Teppichs sind die höheren Harmonischen der Anteile mit halber und ganzer Gitterperiode deutlich schwächer als in der Simulation ausgeprägt. Daher wird die Näherung, dass sich das gemessene Talbot-Muster aus der Überlagerung der sinusoidalen Muster mit einfacher und doppelter Gitterfrequenz ergibt, nur für die Messung angenommen.

Die Visibilität beider Anteile kann über die Fourier-Transformation ermittelt werden. Das Vorgehen zur Bestimmung der Visibilitäten wird in Abschnitt 3.2 erläutert. Abbildung 3.12 zeigt die Visibilitäten beider Frequenzanteile. Neben den Visibilitäten zeigt die Abbildung den theoretisch berechneten ersten fraktionalen Talbot-Abstand nach Unterabschnitt 2.4.1 für zwei verschiedene Energien. Die Schwerpunktsenergie der LMJ Röntgenröhre liegt bei circa

9 keV [Exc]. Daraus ergibt sich mit Berücksichtigung der Vergrößerung durch den Kegelstrahl ein Talbot-Abstand von 154 mm. Das G_1 ist auf eine Energie von 11 keV optimiert, was einem Talbot-Abstand von 213 mm entspricht.

Die Visibilität des Anteils mit Gitterfrequenz fällt bis zu einem Abstand von etwa 95 mm ab und steigt für größere Abstände bis auf kleine Abweichungen kontinuierlich an. Die Visibilität des Anteils mit doppelter Gitterfrequenz steigt bis etwa 200 mm und bleibt dann konstant. Da nur der Anteil der Strahlung mit 11 keV eine Frequenzverdopplung durch das Gitter erfährt, erreicht dieser Anteil die maximale Visibilität im Talbot-Abstand derselben Energie. Es fällt außerdem auf, dass die Visibilität im Bereich hinter dem Talbot-Abstand für 11 keV weiterhin konstant bleibt und nicht wieder abfällt.

Im Bereich zwischen 95 mm und 105 mm erklärt der Verlauf der Visibilitäten die Beobachtungen am Talbot-Teppich. In diesem Bereich fällt der Anteil mit Gitterfrequenz auf nahe 0%, die Peaks hinter den Gitterstegen des frequenzverdoppelten Anteils werden nicht durch destruktive Interferenz mit dem Anteil mit Gitterfrequenz abgeschwächt. Daher haben alle Maxima des Talbot-Musters ungefähr den gleichen Intensitätswert.

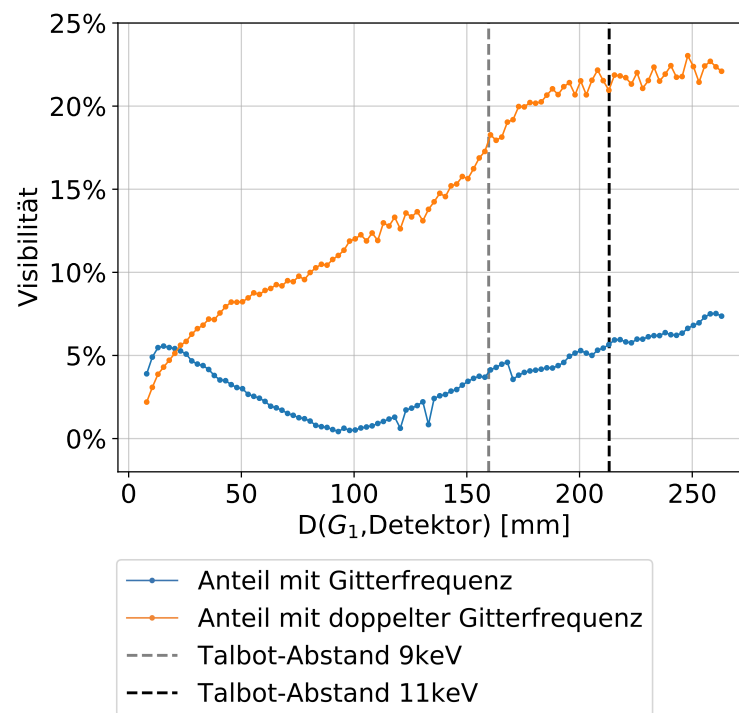


Abbildung 3.12.: Visibilität der Muster mit einfacher und doppelter Gitterfrequenz, aufgetragen gegen den Abstand des G_1 zum Detektor. Es sind zwei Talbot-Abstände eingezeichnet. Der Talbot-Abstand der Quelle wird aus der dominanten Energie der Röntgenröhre von 9 keV berechnet. Der Talbot-Abstand des Gitters ergibt sich aus der Energie, auf die das G_1 optimiert ist, diese beträgt 11 keV.

3.5. Schlussfolgerungen

Das Ziel dieses Abschnitts der Arbeit war die Messung und Analyse eines Talbot-Teppichs. Es wurde zunächst die optimale Ausrichtung des G_1 gesucht. Es ergab sich eine deutliche Veränderung der Visibilität der Frequenzanteile des Talbot-Musters mit dem Verkippungswinkel des G_1 . Dies könnte in zukünftigen Messungen genauer untersucht werden. Hierfür wäre eine Messung über einen größeren Winkelbereich und mit einer funktionierenden Drehachse notwendig.

Vor der Analyse des Talbot-Teppichs wurde zunächst der Einfluss des Fokusdrift der Röntgenröhre auf die Messergebnisse diskutiert. Es wurde eine Methode erläutert, wie der Fokusdrift zwischen zwei Messungen korrigiert werden kann. Nach der Korrektur ergibt sich ein Bild des Talbot-Teppichs, welches sehr gut mit der Simulation des Teppichs übereinstimmt. Der Fokusdrift verschlechtert die Qualität der Bilder. Mit einer Messung des Talbot-Teppichs mit einer anderen Röntgenröhre ohne Fokusdrift könnte untersucht werden, ob die Qualität der Bilder und insbesondere die Visibilität der Talbot-Muster besser wird. Im bestmöglichen Fall wird das Talbot-Muster keine Überlagerung aus zwei sinusoidalen Komponenten, sondern ein rechteckiges Muster. Dann entspräche es dem Selbstbild des G_1 .

Für zukünftige Messungen kann außerdem untersucht werden, ob eine Reduzierung der Belichtungszeit möglich ist, ohne die Qualität der Bilder zu beeinflussen. Wird das G_1 parallel zum Detektor ausgerichtet, kann wie in den vorangegangenen Analysen das Bild gemittelt werden. Dadurch ist es nicht nötig, die Belichtungszeit so weit zu erhöhen, dass sich ein erkennbares Talbot-Muster ergibt. Stattdessen reicht eine kurze Belichtungszeit, da das Mitteln entlang der Gitterstege das Photonenrauschen ausreichend korrigiert. Eine Abschätzung der für eine ausreichende Photonenstatistik notwendigen Belichtungszeit findet sich in Abschnitt A.1. Die Abschätzung ergibt, dass eine auf wenige Minuten reduzierte Belichtungszeit eine ausreichende Korrektur des Photonenrauschens erreicht. Eine kürzere Belichtungszeit bringt insbesondere den Vorteil, dass der Fokusdrift weniger Auswirkung auf die Messung hat. Die Qualität des Talbot-Teppichs könnte dadurch deutlich verbessert werden.

Die Messungen des Talbot-Musters in verschiedenen Abständen ergaben ein Bild des Talbot-Teppichs, welches mit den Simulationen weitestgehend übereinstimmt. Durch Fourier-Transformation der Talbot-Muster konnte eine Frequenzanalyse des Teppichs durchgeführt werden. Außerdem wurde die Visibilität der Anteile des Talbot-Musters mit einfacher und doppelter Gitterfrequenz bestimmt. In einem Abstand von etwa 95 mm zum G_1 sinkt die Visibilität des Anteils mit Gitterfrequenz auf nahe 0%. Dadurch zeigen alle Peak-Maxima des Talbot-Musters die gleiche Intensität. In größeren Abständen zum G_1 nähert sich die Visibilität des frequenzverdoppelten Anteils einem konstanten maximalen Wert. Bei der Moiré-Bildgebung könnten sich die beiden beschriebenen Bereiche zur Positionierung des G_2 eignen.

4. Rekonstruktion des DPC-Bildes

Bei der Messung des Talbot-Teppichs in Kapitel 3 wurde festgestellt, dass der Fokuspunkt der Röntgenröhre einen starken Drift aufweist. Eine Verschiebung des Talbot-Musters durch den Fokusdrift bewirkt eine Verschiebung des Moiré-Musters. Verbunden mit einer langen Belichtungszeit wirkt sich diese Verschiebung auf die Qualität des DPC-Bildes aus, da dann das Talbot-Muster und infolgedessen das Moiré-Muster verschmiert. Um die Auswirkungen des Drifts zu minimieren, wurde die Belichtungszeit der Messungen zur Bestimmung der Auflösung von DPC- und Transmissionsbild möglichst kurz gewählt. Um trotzdem ein geringes Photonenrauschen zu erreichen, wurden für jede Messung mit einem bestimmten Versuchsaufbau mehrere Bilder mit kurzer Belichtungszeit aufgenommen. Bei der Auswertung der Daten ergibt sich dann die Frage, wann die Einzelbilder gemittelt werden müssen, um den negativen Einfluss des Fokusdrifts zwischen den Aufnahmen zu minimieren und ein bestmögliches DPC-Bild zu erreichen. Im folgenden Kapitel werden zwei Ansätze zur Verarbeitung der einzelnen Objekt- und Referenzbilder hinsichtlich ihrer Bildqualität bewertet. Zur Bewertung der Qualität der DPC-Bilder dient das Kontrast-zu-Rausch Verhältnis.

Nach der Beschreibung des Versuchsaufbaus wird zunächst eine Abschätzung des Fokusdrifts während der Messungen diskutiert. Darauf folgt die Analyse der Ansätze, bei denen die Reihenfolge zwischen Rekonstruktion und Mitteln der Daten vertauscht wird.

4.1. Versuchsaufbau

Anders als im vorherigen Kapitel wird jetzt ein vollständiger Aufbau des Gitterinterferometers verwendet. Der Aufbau wird um ein weiteres Gitter und das Objekt erweitert. Eine Fotografie mit Aufbauskitze ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Vor der Röntgenröhre befindet sich das Objekt, gefolgt von zwei Gittern und dem Detektor. Zur Erzeugung der Röntgenstrahlung wird die LMJ Röntgenröhre verwendet, die verwendeten Parameter sind in Tabelle A.2 im Anhang zu finden.

Das Objekt besteht aus drei keilförmigen Einschnitten mit verschiedenen Öffnungswinkeln, es wird im Folgenden als DPC-Target bezeichnet. Eine Skizze des Targets ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Die Änderung der Dicke entlang der Kanten der Einschnitte erzeugt nach Gleichung 2.15 einen Phasenschub und dementsprechend ein Signal im DPC-Bild. Da die Änderung der Dicke linear ist, ergibt sich ein konstantes DPC-Signal im Bereich einer Kante. Für einen Keil gibt es drei Übergänge zwischen verschiedenen DPC-Signalen: der Bereich von einer geraden Fläche (DPC-Signal ist 0 rad) zur abfallenden Kante, der analoge Übergang von ansteigender

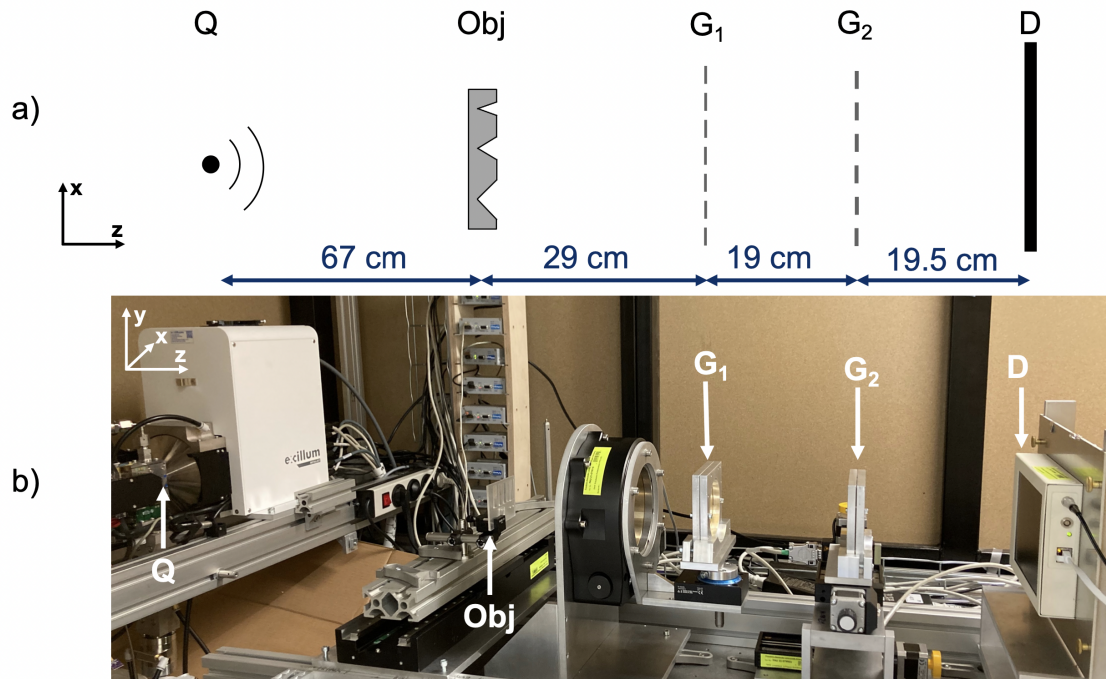


Abbildung 4.1.: **a)** Schematische Skizze des Messaufbaus mit der Röntgenquelle Q, dem Objekt Obj, den Gittern G₁ und G₁ und dem Detektor D. Die Skizze visualisiert eine Aufsicht in negative y-Richtung. Die eingezeichneten Abstände werden für alle folgenden Messungen verwendet. **b)** Fotografie des Messaufbaus. Das Koordinatensystem definiert die in den folgenden Beschreibungen gewählten Richtungsbezeichnungen.

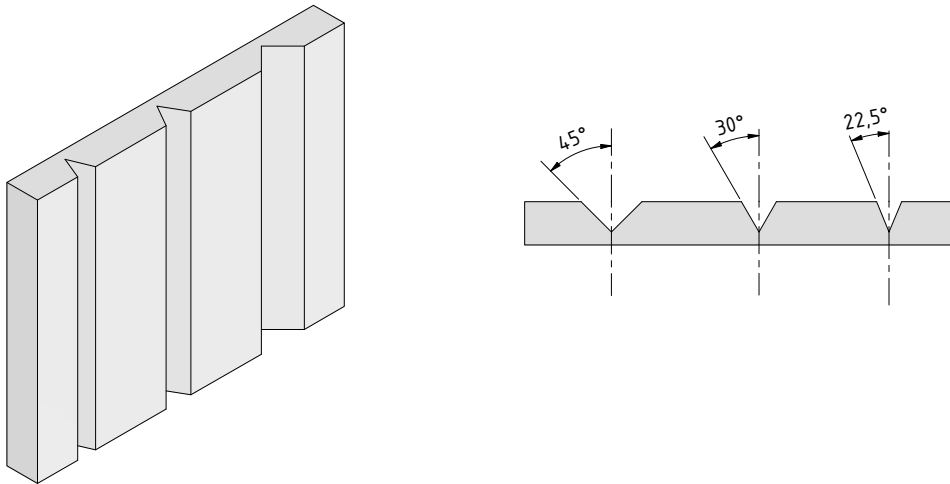


Abbildung 4.2.: CAD-Skizze des vermessenen DPC-Targets. In der rechten Skizze sind die Steigungswinkel der drei Keile gezeigt.

Kante zur Ebene und der Bereich zwischen den Kanten, welcher einem Übergang zwischen abnehmender und zunehmender Dicke entspricht.

Die drei Keile werden im Folgenden als Keil 0 (steilster Keil), Keil 1 und Keil 2 (flachster Keil) bezeichnet. Die Steigung der drei Kanten ist Abbildung 4.2 zu entnehmen. Die Objekte befinden sich auf einer Linearachse, welche senkrecht zur Strahlachse (in x-Richtung) bewegt

werden kann. Mit dieser Achse kann die Position der Objekte angefahren werden. Für die Referenzmessung wird das Objekt aus dem Strahlengang herausgefahren. Durch Verfahren der Objektachse und gleichzeitiger Auswertung des Detektors mit der detektoreigenen Software bzw. Matlab können die Positionen der Keile bzw. der Wolframkante so festgelegt werden, dass diese möglichst mittig vor beiden Gittern liegen.

Das G_2 befindet sich auf einer Linearachse, welche in z-Richtung bewegt werden kann, um das G_2 in den passenden Abstand zum G_1 zu bringen. Durch den Kegelstrahl wird das durch das G_1 erzeugte Talbot-Muster vergrößert (vgl. Gleichung 3.1). Der Abstand zwischen G_1 und G_2 wird so gewählt, dass in diesem die Periode des Talbot-Musters der Periode des G_2 entspricht. Ferner befindet sich das G_1 auf einer Drehachse und das G_2 auf einer Kippplattform. Das dient zur Einstellung des Verkippungswinkels zwischen G_1 und G_2 zur Erzeugung des passenden Moiré-Musters. Vor der Messung werden die Achsen so ausgerichtet, dass ein Moiré-Muster sichtbar wird, welches parallel zu den Detektorrändern ist und eine Periode von circa 6-7 ppp (Pixel pro Periode) aufweist.

Für alle Messungen wird das gleiche G_1 mit der Herstellungsnummer 8078 verwendet. Das G_1 ist für seine Designenergie (11 keV) ein π -schiebendes Phasengitter. Das G_2 ist ein Absorptionsgitter, es wurde das Gitter 9076 verwendet. Die Parameter der verwendeten Gitter sind in Tabelle A.1 im Anhang zu finden.

Als Detektor wurde das Modell Shad-O-Box der Firma Teledyne Dalsa verwendet.

Das Messprotokoll wird für alle Messungen gleich gewählt, damit die Messungen insbesondere bezüglich der Belichtungszeit vergleichbar sind. Es wird ein möglichst kurzer zeitlicher Abstand zwischen der Objekt- und Referenzaufnahme gewählt, damit der Drift des Quellpunktes möglichst keinen Einfluss auf die Messung hat. Kommt es innerhalb der Belichtungszeit der Objekt- und Referenzaufnahme zu einem starken Fokusdrift, führt dies zu einer Verschmierung des Moiré-Musters und dadurch zu einer schlechteren Visibilität des DPC-Signals.

Für eine einzelne Objekt- bzw. Referenzmessung werden vier Bilder à 30 s Belichtungszeit aufgenommen und gemittelt. Für jede Messung eines Keils bzw. der Wolframkante werden insgesamt 30 Objekt- und Referenzaufnahmen gemessen. Es ergibt sich also für Objekt bzw. Referenz eine Gesamtbelichtungszeit von einer Stunde. Durch die lange Belichtungszeit wird eine sehr hohe Photonenstatistik erreicht. Die hintereinander aufgenommenen Objekt-Referenz-Paare werden im Folgenden für jede Messung von 000 bis 029 durchnummeriert.

4.2. Abschätzung des Fokusdrifts

Zur Untersuchung einer möglichen Korrelation zwischen dem Fokusdrift und der Qualität des Bildes, quantifiziert über das CNR, kann der qualitative Verlauf des Fokusdrifts relativ zur ersten Referenz-Aufnahme mit Hilfe des Rekonstruktionsalgorithmus abgeschätzt werden. Hierfür wird die erste Referenzaufnahme als Referenz und die weiteren Referenzaufnahmen

als Objekt dem Algorithmus übergeben und rekonstruiert. Dadurch ergibt sich ein Vergleich des DPC-Bildes der jeweiligen Referenzaufnahme mit der ersten Referenzmessung. Da eine Verschiebung des Quellpunktes in einer Verschiebung des Moiré-Musters resultiert, beschreiben die DPC-Werte den qualitativen Verlauf des Fokusdrifts.

Das DPC-Bild von Keil 0 weist einige fehlerhafte Werte auf, in Unterabschnitt 5.2.1 wird beschrieben, wie diese korrigiert werden können. Es konnte aber weder ein Bildbereich gefunden werden, in dem die fehlerhaften Pixel in keiner Aufnahme auftreten, noch konnte geklärt werden, inwiefern die Korrektur der fehlerhaften Werte die Bestimmung des Fokusdrift verfälscht. Deshalb wurde auf die Auswertung des Fokusdrifts und des CNR der Messungen von Keil 0 verzichtet. Abbildung 4.3 zeigt einen Mittelwert über die DPC-Werte der rekonstruierten Referenzaufnahmen der Messungen mit Keil 1 und 2, aufgetragen gegen den Index der rekonstruierten Referenzaufnahme. Die ROI über die die DPC-Werte gemittelt werden, wurde möglichst klein gewählt, da die unkorrigierten DPC-Bilder von rechts nach links einen starken Gradienten aufweisen. Es wurde überprüft, dass der Verlauf der DPC-Mittelwerte unabhängig von der Position der ROI ist, zur besseren Übersichtlichkeit wird die Diskussion deshalb auf eine ROI beschränkt.

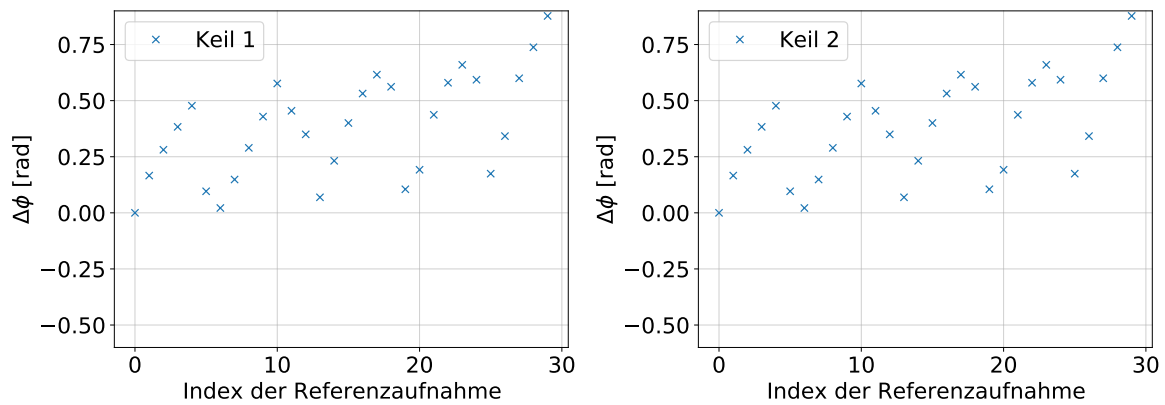


Abbildung 4.3.: DPC-Signal der rekonstruierten Referenzaufnahmen der Messungen von Keil 1 bzw. Keil 2. Als Referenz dient in der Rekonstruktion die Referenzmessung 000. Die x-Achse zeigt den Index der Referenzaufnahme an, damit die Plots mit Abbildung 4.5 vergleichbar sind. Die Abstände zwischen den Referenzaufnahmen sind zeitlich nicht äquidistant. Deshalb ist eine Auftragung gegen die Zeit seit Messbeginn in Abbildung A.6 zu finden.

Es zeigt sich ein periodisches Verhalten. Eine wahrscheinliche Erklärung für dieses Verhalten ist, dass die Röntgenröhre ab einer bestimmten Abweichung die Position des Elektronenstrahls korrigiert.

Das Verfahren zur Abschätzung der Fokusbewegung aus dem DPC-Signal ist für die folgenden Auswertungen ausreichend, da nur der qualitative Verlauf von Bedeutung ist. Bei Bedarf könnte die Idee erweitert und die Werte des Fokusdrifts mit der Geometrie des Systems aus den DPC-Werten berechnet werden.

4.3. Vergleich der Rekonstruktionsmethoden

Wie in Abschnitt 4.1 bereits erwähnt, wurden für jede Messung insgesamt 30 Objekt-Referenz-Paare aufgenommen. Für die Weiterverarbeitung der Daten ergeben sich zwei Möglichkeiten. Es kann entweder jedes Objekt-Referenz-Paar rekonstruiert werden und dann für jede Bildmodalität das Mittel aus den 30 rekonstruierten Paaren gebildet werden. Die andere Möglichkeit ist das Mitteln über alle Objekt- bzw. alle Referenzaufnahmen und eine anschließende Rekonstruktion der beiden gemittelten Bilder. Welche dieser Möglichkeiten ein besseres DPC-Bild liefert, kann mit dem Kontrast-zu-Rausch Verhältnis (CNR) untersucht werden [Pel+13]. Dieses Verhältnis ergibt sich über

$$\text{CNR} = \frac{\mu_{\text{pos}} - \mu_{\text{neg}}}{\sigma_{\text{freifeld}}}. \quad (4.1)$$

μ_{pos} bzw. μ_{neg} entspricht dem Mittelwert der DPC-Werte eines Bereichs der Kante mit positiven bzw. negativen DPC-Werten und σ_{freifeld} beschreibt die Standardabweichung in einem Bereich außerhalb der Kante. Abbildung 4.4 zeigt beispielhaft das DPC-Bild des Keil 1 mit den verwendeten ROIs. Für die ROIs auf den Keilflächen wird der Mittelwert gebildet, für die ROI im Freifeld die Standardabweichung.

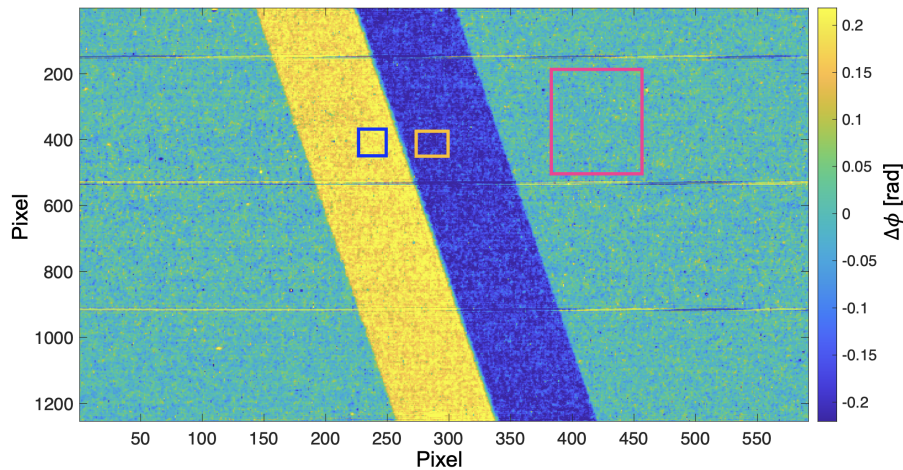


Abbildung 4.4.: DPC-Bild des Keil 1 des DPC-Targets. Es sind die drei ROIs zur Bestimmung des Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis gekennzeichnet.

Um nun die beiden Möglichkeiten zur Reihenfolge von Mitteln und Rekonstruktion zu untersuchen, kann das CNR für die DPC-Bilder berechnet werden, die sich nach der Rekonstruktion bzw. dem Mitteln der einzelnen Rekonstruktionen ergeben. Es kann außerdem untersucht werden, ob sich die CNR-Werte asymptotisch an einen Wert annähern. Dies würde bedeuten, dass eine höhere Anzahl an Objekt-Referenz-Paaren keine Verbesserung des Photonenrauschens erreicht.

Es wird in einer Schleife von 0 bis 29 in jeder Iteration ein weiteres Paar hinzugenommen. Für jede Iteration wird das CNR berechnet, die Werte sind in Abbildung 4.5 für Keil 1 und 2 gegen die Anzahl der verwendeten Objekt-Referenz-Paare aufgetragen.

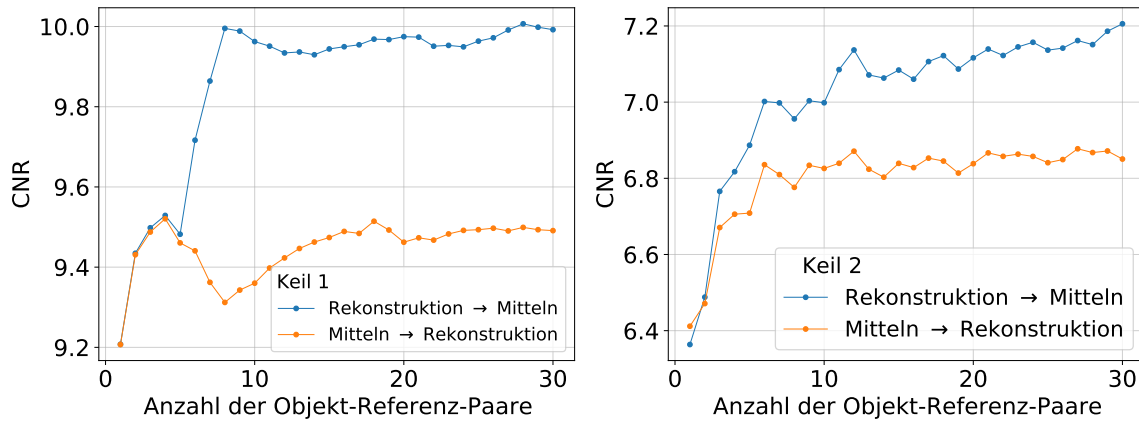


Abbildung 4.5.: CNR für die Keile 1 und 2 des DPC-Targets. Das CNR ist über die Anzahl an Objekt-Referenz-Paaren, über die vor bzw. nach der Rekonstruktion gemittelt wurde, dargestellt.

Für Keil 1 zeigt sich für den Ansatz, bei dem erst rekonstruiert und dann gemittelt wird, ein schneller Anstieg des CNR, ab 8 Objekt-Referenz-Paaren bleiben die Werte innerhalb von kleinen Schwankungen konstant. Das CNR des anderen Ansatzes, bei dem erst gemittelt und dann rekonstruiert wird, steigt ebenfalls an, fällt aber ab 4 Objekt-Referenz-Paaren wieder. Ein Abfall der CNR-Werte ist nicht zu erwarten, da mit mehr hinzugenommenen Aufnahmen die Photonenstatistik erhöht und damit das Photonenrauschen reduziert wird. Bei Aufnahme dieser Messungen muss eine Abweichung eines Systemparameters stattfinden, welche den Abfall der CNR-Werte zur Folge hat. Eine mögliche Abweichung könnte ein starker Fokusdrift sein. Die Abweichung wirkt sich deutlich stärker auf den Ansatz auf, bei dem erst gemittelt und dann rekonstruiert wird, erst bei etwa 16 Objekt-Referenz-Paaren erreicht das CNR den Wert vor dem Abfall. Für mehr Objekt-Referenz-Paare bleibt das CNR auch für diesen Ansatz konstant. Für Keil 2 zeigen die CNR-Werte beider Ansätze ein stärkeres Rauschen. Der Ansatz, bei dem erst rekonstruiert wird, ergibt kontinuierlich ansteigende CNR-Werte. Der andere Ansatz ergibt zunächst ebenfalls steigende CNR-Werte, ab etwa 6 Objekt-Referenz-Paare bleiben die Werte bis auf das Rauschen konstant.

Insgesamt zeigt sich für die Messungen beider Keile, dass der Ansatz, bei dem erst rekonstruiert und dann gemittelt wird, deutlich bessere CNR-Werte und folglich eine bessere Qualität des DPC-Bildes ergibt. Es wird außerdem ersichtlich, dass das CNR mit steigendem Gradienten der Keile zunimmt, Keil 1 hat also ein höheres CNR als Keil 2. Dies liegt daran, dass der Betrag der DPC-Werte und damit der Kontrast proportional zum Gradienten des Keils ist. Daher haben die steileren Keile einen höheren Kontrast bei gleichem Rauschen.

Es kann nun untersucht werden, ob der Verlauf der CNR-Werte mit dem Verlauf des Fokusdrifts korreliert. Hierfür werden die Kurven in Abbildung 4.3 mit denen in Abbildung 4.5 verglichen.

Der Fokusdrift wirkt sich im Allgemeinen deutlich stärker auf das CNR aus, für das zunächst gemittelt und dann rekonstruiert wird. Wird erst über alle Objekt- bzw. Referenzaufnahmen gemittelt, dann verschmiert dadurch das Moiré-Muster der gemittelten Objekt- bzw.

Referenzaufnahme. Nach der Rekonstruktion zeigt sich das in einem schlechteren Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis. Werden die Daten erst rekonstruiert und dann gemittelt, kann sich nur ein Fokusdrift auf das DPC-Bild auswirken, welcher innerhalb der Belichtungszeit einer Objekt- bzw. Referenzmessung stattfindet. Nur dann beeinflusst die Verschmierung des Moiré-Musters durch den Drift das DPC-Signal und damit das CNR.

Der Fokusdrift in der Messung von Keil 1 während Referenz 004 und 005 zeigt sich beispielsweise in einem Einbruch der CNR-Werte, da eine starke Bewegung des Quellpunktes in kurzer Zeit stattfindet. Erstreckt sich die Wanderung des Fokuspunktes bis zu einem Extrempunkt jedoch über mehrere Referenzmessungen, dann bewirkt dies nur einen leichten Abfall des CNR, weil dementsprechend der Drift innerhalb der Belichtungszeit einer Aufnahme kleiner ist. Dies ist um die Referenz 018 bei der Messung von Keil 1 oder in der gesamten Messung von Keil 2 zu erkennen.

4.4. Schlussfolgerungen

In diesem Kapitel wurde die beste Rekonstruktionsmethode gesucht. Werden die Objekt-Referenz-Paare zunächst einzeln rekonstruiert und wird dann über alle rekonstruierten DPC-Bilder gemittelt, ergibt sich ein höheres Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis. Deshalb wurde in allen folgenden Rekonstruktionen dieser Variante angewendet. Es wurde außerdem gezeigt, dass ein starker Fokusdrift die Qualität des DPC-Bildes deutlich verschlechtern kann.

Anhand der Plots ist ersichtlich, dass sich das CNR ab etwa 6 Objekt-Referenz-Paaren nur noch geringfügig ändert. Durch eine höhere Anzahl an Objekt-Referenz-Paaren kann keine weitere Reduzierung des Photonenrauschens erreicht werden. Dies bestätigt, dass die Messzeit lang genug gewählt wurde, um eine gute Photonenstatistik zu erreichen.

5. Räumliches Auflösungsvermögen des DPC- und Transmissionsbildes

Das Auflösungsvermögen eines bildgebenden Systems ist ein entscheidender Parameter zur Beurteilung der Bildqualität. Bei der klassischen Röntgenbildgebung besteht das System aus einer Röntgenquelle und einem Detektor. Die Auflösung dieses Systems wird begrenzt durch die Quellverschmierung und die Auflösungsgrenze des Detektors. Dies entspricht der Verschmierung eines Signals über mehrere Pixel.

Für die Phasenkontrast-Bildgebung werden, neben Quelle und Detektor, zwei Gitter benötigt. Für die Rekonstruktion der drei Bildmodalitäten müssen die Moiré-Streifen im Bild analysiert bzw. entfernt werden. Dies erfordert eine Transformation in den Fourier-Raum, eine Trennung der Frequenzanteile und eine anschließende Rücktransformation der Anteile. Diese mathematischen Operationen und die in den Strahlengang eingebrachten Gitter können das Auflösungsvermögen des Systems im Vergleich zu einem klassischen bildgebenden System ohne Gitter verändern. Derzeit gibt es keine uns bekannte Methode, wie die Auflösung des DPC-Bildes eines bildgebenden Systems der gitterbasierten Röntgenbildgebung charakterisiert werden kann. Deshalb wird im Folgenden die in [Rau22] vorgeschlagene Methode zur Charakterisierung der Auflösung im DPC-Bild weiterentwickelt und untersucht. Das Ziel der Messungen in diesem Kapitel ist ein qualitativer Vergleich des Auflösungsvermögens des DPC- und Transmissionsbildes.

Zu Beginn dieses Kapitels wird zunächst die Methode zur Bestimmung der Ortsauflösung aus den gemessenen Bildern erläutert. Es wird dann untersucht, welche Systemparameter die Auflösung des DPC-Bildes beeinflussen. So kann die bestmögliche Auflösung des DPC-Bildes gefunden und mit dem Transmissionsbild verglichen werden. Dazu wird zunächst das DPC-Target in Bezug auf die Qualität der Kanten charakterisiert und eine mögliche Korrelation zwischen der Auflösung und dem Gradienten des Targets untersucht. Nach der Charakterisierung des Targets folgt die Untersuchung, ob eine Abhängigkeit der Auflösung von dem verwendeten G_2 besteht. Nach der Wahl des besten G_2 wird eine Korrelation zwischen der MTF und der Visibilität diskutiert. Die optimale Auflösung des DPC-Bildes, die durch die vorangegangenen Voruntersuchungen gefunden wurde, kann dann mit der Auflösung des Transmissionsbildes verglichen werden.

5.1. Beschreibung der Methoden

Die Ortsauflösung eines Detektors definiert, wie gut dieser räumlich getrennte Informationen eines Bildes auflösen kann. Die Auflösung kann über die sogenannte Punktspreizfunktion charakterisiert werden [Ros69]. Diese ist definiert als das Signal am Detektor bei Bestrahlung mit einer idealen Punktquelle. Wird eine zweite Punktquelle hinzugenommen und immer näher an die erste Quelle gebracht, überlappen sich deren Signale im Detektorbild. Ab einem bestimmten Abstand sind die Signale nicht mehr voneinander zu unterscheiden. Je weiter die Ausdehnung eines Signals über benachbarte Pixel, desto eher sind die beiden Signale nicht mehr unterscheidbar und desto schlechter ist die Ortsauflösung. Diese Idee kann auf eine Dimension reduziert werden. Dann wird eine ideale Linienquelle (zum Beispiel ein Spalt) betrachtet, die Antwort des Detektors auf eine solche Quelle wird im Englischen line-spread-function (LSF) genannt [Ros69]. Je schlechter die Ortsauflösung des Detektors, desto breiter schmiert das Signal dieser Linie aus. Da eine perfekte Linienquelle im Experiment nicht verwirklicht werden kann, wird die LSF über die sogenannte edge-spread-function (ESF) abgeleitet. Diese beschreibt das am Detektor gemessene Signal einer stark absorbierenden Kante [RPN91], beispielsweise einer Wolframkante.

Zur Charakterisierung der Ortsauflösung wird häufig die Modulationstransferfunktion (MTF) verwendet. Diese definiert, welchen Kontrast der Detektor für eine bestimmte Raumfrequenz erreicht und wird berechnet durch Fourier-Transformation der LSF [KW14]. Die MTF wird für die folgende Datenanalyse zur Charakterisierung der Ortsauflösung gewählt, da diese eine Vergleichbarkeit zwischen verschiedenen Messungen und Bildmodalitäten, zum Beispiel zwischen dem DPC- und dem Transmissionsbild, ermöglicht.

Die Raumfrequenz der MTF wird in Linienpaaren pro Millimeter (lp/mm) angegeben, diese Einheit ist in der Bildgebung üblich. Zur Berechnung der Raumfrequenz für einen bestimmten aufzulösenden Abstand Δs gilt

$$f = \frac{1}{2 \cdot \Delta s [\mu\text{m}]} \cdot 1000 \left[\frac{\text{lp}}{\text{mm}} \right]. \quad (5.1)$$

Eine etablierte Methode zur Bestimmung der ESF und der MTF ist die sogenannte Slanted-Edge Methode. Dabei wird ausgenutzt, dass sich im Transmissionsbild einer Wolframkante ein scharfer Kontrast zwischen hoher und niedriger Absorption ergibt. Im Übergangsbereich der Kante kann die ESF bestimmt werden. Die folgende Beschreibung der Methode wurde größtenteils von [Rau22] adaptiert.

Bei der Slanted-Edge Methode ist es wichtig, dass die Kante nicht exakt parallel zum Detektorrand steht, sondern um circa 3° bis 10° gekippt ist [EM04]. Anhand von Abbildung 5.1 wird die Methode verdeutlicht. Im linken Bild ist das Transmissionsbild der Wolframkante gezeigt. Die Kante im Bild links ist schwarz, da sie jegliche Strahlung absorbiert, der Bereich rechts davon zeigt hohe Transmissionswerte, da er kein absorbierendes Material enthält. In der vergrößerten Ansicht der Kante ist der Übergangsbereich zwischen niedrigen und hohen Intensitätswerten

gezeigt, welcher sich über mehrere Pixel ausdehnt. Der rechte Plot in Abbildung 5.1 zeigt das Signal für drei verschiedene Zeilen des Transmissionsbildes, aufgetragen gegen die horizontale Position. Der Sprung von Werten nahe null auf Werte nahe eins enthält die Information zur Berechnung der ESF. Die Pixel im Bereich der Kante haben in verschiedenen Zeilen unterschiedliche Intensitätswerte, aber die gesamte Kante hat für jede Zeile die gleiche Breite.

Ist die Kante im Vergleich zum Detektorrand leicht geneigt, dann liegt der Bereich der Kante für jede Pixelzeile an einer anderen Subpixelposition. Kombiniert man die einzelnen Pixelreihen zu einer ESF, kann die Anzahl der Datenpunkte im Bereich der Kante deutlich erhöht werden. Aus dieser ESF kann dann die MTF berechnet werden.

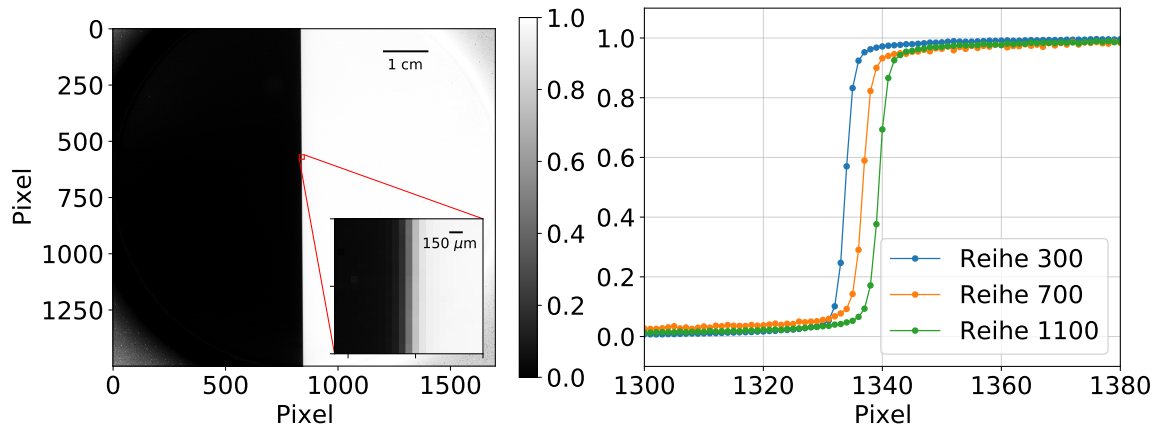


Abbildung 5.1.: **Links:** Transmissionsbild der Wolframkante. Gezeigt ist außerdem eine vergrößerte Ansicht des Übergangsbereichs der Kante. **Rechts:** Transmission über die vertikale Position für drei verschiedenen Pixelreihen aus dem Transmissionsbild der Kante. Die Bilder sind aus eigenen Aufnahmen, die Idee wurde adaptiert von [Rau22].

Es wird ein Bereich (ROI) um die Kante zur Bestimmung der ESF gewählt. Außerdem wird ein sogenannter Supersampling-Faktor n festgelegt, welcher bestimmt, wie fein ein Pixel unterteilt wird. Abbildung 5.2 zeigt beispielhaft eine ESF, die sich aus dem Transmissionsbild einer Wolframkante ergibt.

Die LSF ergibt sich aus der Ableitung der ESF. Der rechte Plot in Abbildung 5.2 zeigt die LSF. Da nur der Bereich um den Peak der LSF für die MTF relevant ist, kann das Rauschen außerhalb des Peaks mit einem sogenannten Tukey-Fenster herausgefiltert werden. Die Berechnung der MTF erfolgt dann durch eine diskrete Fourier-Transformation der LSF und eine anschließende Normierung mit der nullten Frequenzkomponente. Da eine Fourier-Transformation komplexe Werte annimmt, wird zur Bestimmung der MTF der Betrag der fouriertransformierten LSF berechnet. Für eine ausführliche Beschreibung der Slanted-Edge Methode siehe zum Beispiel [Rau22]. Abbildung 5.2 zeigt im unteren Plot die MTF, die sich aus der ESF ergibt.

Ein wichtiger Parameter für Pixel-Detektoren ist das obere Auflösungslimit nach dem Nyquist-Shannon-Abtasttheorem [Sha49]. Dieses Theorem besagt, dass bei der Abtastung eines Signals

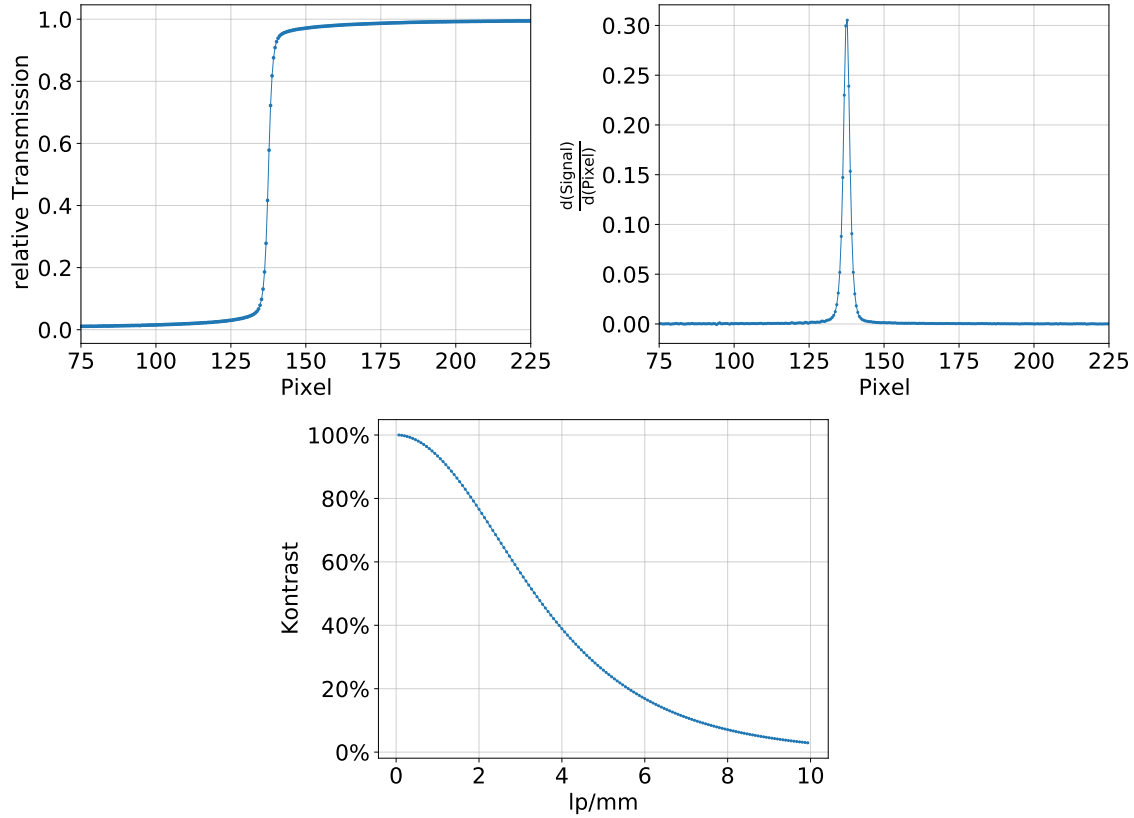


Abbildung 5.2.: **Links:** ESF des Dalsa Detektors für die Messung mit einer Wolframkante, bestimmt mit der Slanted-Edge-Methode. **Rechts:** LSF des Dalsa Detektors, bestimmt über die Ableitung der ESF im linken Plot. **Unten:** MTF des Dalsa Detektors, bestimmt aus der ESF im linken Plot. Plots aus eigenen Messungen, Idee adaptiert von [Rau22].

die Abtastfrequenz mindestens das Doppelte der Signalfrequenz betragen muss. Informationen, die über dem Abtastlimit liegen, können nicht mehr aufgelöst werden. Die Abtastfrequenz eines Pixel-Detektors ist durch den Abstand der Pixel d_p gegeben. Das Abtastlimit lässt sich damit berechnen über

$$f_{\text{limit}} = \frac{1}{2 \cdot d_p}. \quad (5.2)$$

Der in der Messung genutzte Detektor hat eine Pixelbreite d_p von $49.5 \mu\text{m}$. Damit ergibt sich ein Nyquist-Limit von $f_{\text{limit}} = 10 \frac{\text{lp}}{\text{mm}}$.

Die Bestimmung der ESF erfolgt anhand des Bildes einer scharfen Kante. Für das Transmissionsbild ergibt sich ein solches Bild durch die Objektmessung einer Wolframkante, da Wolfram Röntgenstrahlung fast vollständig absorbiert. Zur Bestimmung der ESF des DPC-Bildes wird ein Objekt benötigt, welches im DPC-Bild, ähnlich der Wolframkante im Transmissionsbild, einen scharfen Übergang zwischen zwei DPC-Werten erzeugt. Aus dem Bereich dieses Übergangs kann die ESF und die MTF ermittelt werden. So ergibt sich die Auflösung des DPC-Bildes. Wird die ESF aus dem Übergang zwischen der ansteigenden und der abfallenden Kante des DPC-Targets bestimmt, wird erwartet, dass die ESF einen Sprung von negativen zu positiven Werten ergibt.

5.2. Charakterisierung der Systemkomponenten anhand der rekonstruierten Modulationstransferfunktionen

Für einen Vergleich der Auflösung beider Bildmodalitäten wird zunächst das System zur Bestimmung der Auflösung des DPC-Bildes charakterisiert. Es wird untersucht, ob die Systemkomponenten einen Einfluss auf die Auflösung haben. Wird die bestmöglich vom System erzeugte Auflösung gefunden, kann diese mit der Auflösung des Transmissionsbildes verglichen werden. Es wird zunächst das DPC-Target anhand der MTFs charakterisiert. Dann wird der Einfluss der Gitter auf die MTF und die Korrelation der MTF mit der Visibilität untersucht.

5.2.1. Charakterisierung des DPC-Targets

In allen folgenden Messungen wurde der Versuchsaufbau aus Abschnitt 4.1 verwendet. Die Aufnahmen wurden gemäß der Ergebnisse in Kapitel 4 erst rekonstruiert und dann über alle DPC-Bilder gemittelt.

In dieser Arbeit wurde ein neues DPC-Target verwendet, welches zuvor nicht vermessen wurde. Das Target wurde mittels eines V-Nut Fräasers hergestellt, die Kanten wurden als Negativ in Acrylglas (PMMA) gefräst. Verglichen mit einem positiv gefrästen Keil lassen sich mit dieser Methode steilere Kanten herstellen. Es werden zunächst die drei Keile charakterisiert, um mögliche systematische Fehler wie Unebenheiten oder Brüche der Kanten zu erkennen. Diese können die ESF und damit auch die Qualität der MTF beeinflussen. Nach der Charakterisierung der Kanten wird untersucht, ob die Auflösung abhängig von der Steilheit der Keile ist.

Wahl des Supersampling-Faktors

Ein wichtiger Parameter für die Rekonstruktion der MTF ist der Supersampling-Faktor. Deshalb wird zuerst dieser festgelegt. Die Wahl des Supersampling-Faktors hängt von den Rauscheigenschaften des Detektors und der Anzahl an verfügbaren Pixelreihen ab. Ein hohes n erhöht den Rauschbeitrag. Ein zu kleines n hat zur Folge, dass die Anzahl der Datenpunkte in der ESF zu niedrig wird. Abbildung 5.3 zeigt beispielhaft die ESF und die zugehörige LSF und MTF einer beispielhaften Messung mit drei verschiedenen Supersampling-Faktoren. In der ESF zeigt sich mit zunehmendem Supersampling-Faktor ein stärkeres Rauschen. Auch in der LSF zeigt sich für einen Faktor größer 2 eine starke Abweichung von der ursprünglichen Form ohne Supersampling. Die MTF zeigt erst ab einem Faktor 2 den erwartbaren und aussagekräftigen Verlauf, die MTF mit Faktor 2 und 4 unterscheiden sich kaum.

Ein zu hoher Faktor verfälscht also die ursprüngliche Form der LSF. Wird jedoch kein Supersampling verwendet (also $n_{\text{supersampling}} = 1$), kann es passieren, dass das Maximum der LSF nicht die Höhe des tatsächlichen Maximums erreicht, da dieses genau zwischen zwei Datenpunkten liegt. Dann wird über das Maximum gemittelt. In diesem Fall nimmt die zugehörige MTF bei hohen Frequenzen keine aussagekräftigen Werte an. Es muss also ein

möglichst niedriger Supersampling-Faktor gewählt werden, bei dem aber das Maximum der LSF korrekt abgebildet wird und das Verhalten bei hohen Frequenzen der Erwartung entspricht. Für alle Messungen ergibt sich als optimaler Supersampling-Faktor $n_{\text{supersampling}} = 2$.

In der Abbildung ist erkennbar, dass mit größerem Supersampling-Faktor das Rauschen in der ESF in den Bereichen außerhalb der Kante stärker wird. Da für größere Supersampling-Faktoren über weniger Pixel gemittelt wird, zeigt sich ein nicht statistisches Rauschen, ein sogenanntes fixed-pattern Rauschen. Es konnte nicht geklärt werden, warum trotz der langen Belichtungszeit und des minimierten Supersampling-Faktors das Rauschen auftritt. Gründe für das Rauschen könnten beispielsweise Fehler in der Gitterqualität oder der Fokusdrift sein. Eine genauere Untersuchung hierzu wäre sehr interessant, überschreitet aber den Rahmen dieser Arbeit.

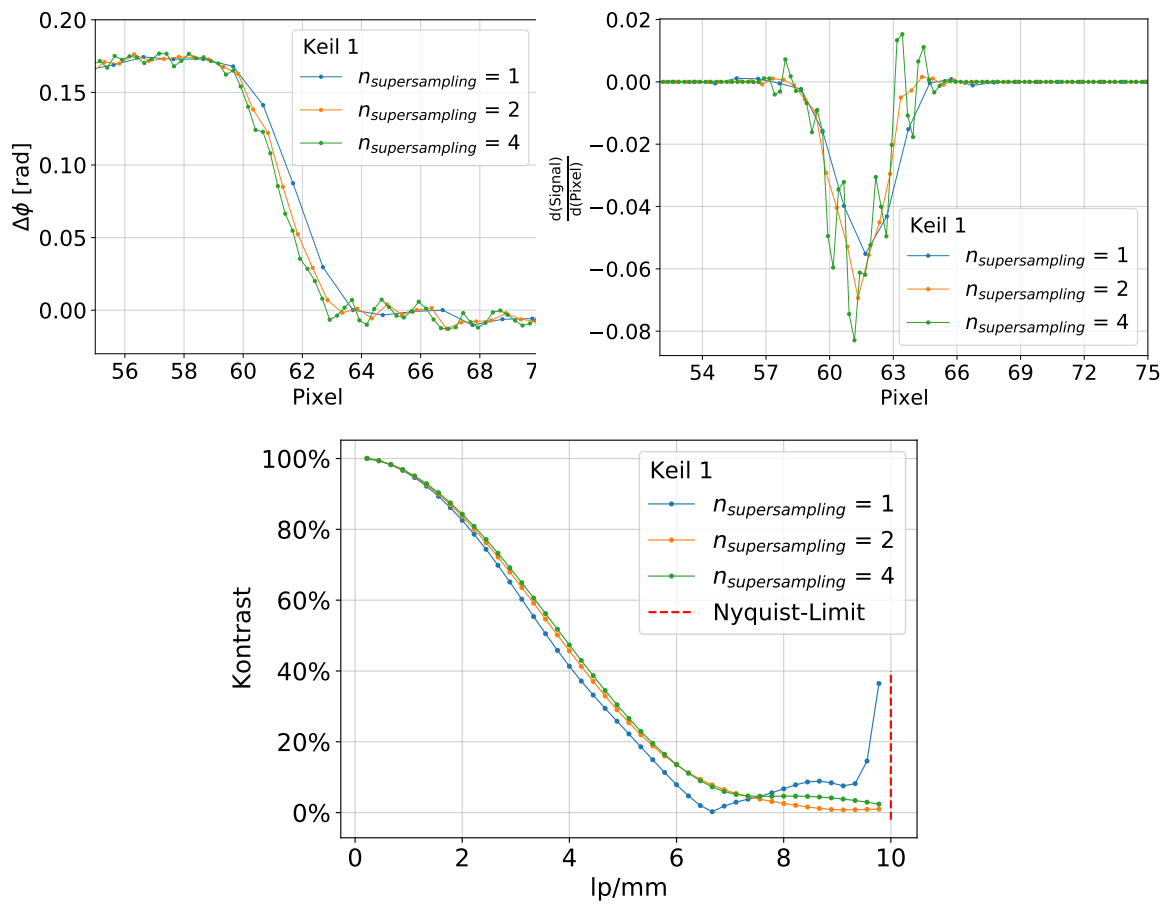


Abbildung 5.3.: **Links:** ESF des DPC-Bildes einer beispielhaften Messung mit Keil 1. Die ESF wurde mit drei verschiedenen Supersampling-Faktoren bestimmt. **Rechts:** LSF der gleichen Messung für die drei verschiedenen Supersampling-Faktoren. **Unten:** Berechnete MTF für die drei verschiedenen Supersampling-Faktoren.

Analyse der rekonstruierten Bilder und Wahl der Kanten

Es werden nun die DPC-Bilder des Targets analysiert. In Abbildung 5.4 sind die Bilder der drei Keile gezeigt. Der Keil 0 hat die größte Steigung, der Keil 2 ist am flachsten. Es werden zunächst die mittleren Kanten, also der Übergangsbereich zwischen positiver und negativer Steigung, betrachtet. Eine vergrößerte Ansicht dieses Bereichs zeigen die unteren Bilder in Abbildung 5.4. Die gewählte ROI zur Bestimmung der MTF ist in der Abbildung als weißes Rechteck markiert.

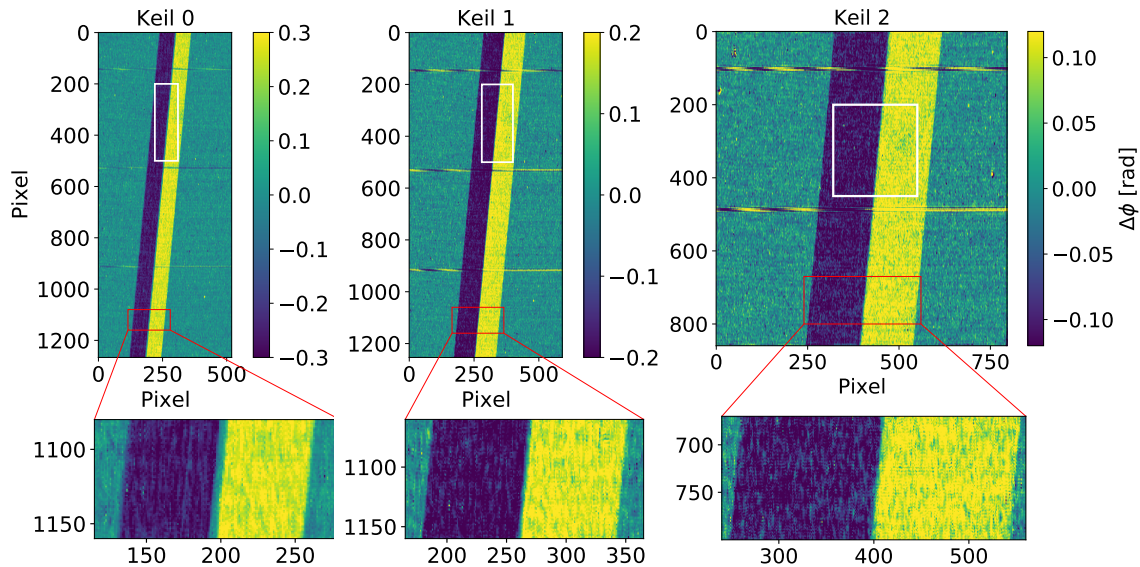


Abbildung 5.4.: **Oben:** DPC-Bilder der drei Keile. Gezeigt ist jeweils der Mittelwert über die Rekonstruktionen der einzelnen Objekt-Referenz-Paare. Es ist zu beachten, dass die Farbskalierung für jeden Keil anders gewählt wurde, um die Bilder visuell vergleichbar zu gestalten. Der Bereich, mit dem die ESF für jeden Keil berechnet wird, ist als weißes Rechteck markiert. **Unten:** Ausschnitt aus den oberen DPC-Bildern. In den Bildern von Keil 0 und 1 zeigt sich auf der Keilkante ein schmaler flacher Bereich, dieser nimmt DPC-Werte nahe 0 rad an. Im Bild von Keil 2 ist dieser Bereich sehr schmal und kann mit dem Auge kaum erkannt werden.

Insbesondere in den DPC-Bildern von Keil 0 und 1 kann ein mehrere Pixel breiter, flacher Bereich an der Kante ausgemacht werden, dieser lässt sich durch DPC-Werte nahe null erkennen. Dieser Bereich zeigt, dass die Kanten der Keile nicht optimal scharf sind. Brüche oder flache Stellen im Bereich der Kante können die LSF verbreitern, was fälschlicherweise als schlechtere Auflösung interpretiert werden kann. Daher können die Kanten nicht zur Bestimmung der Auflösung genutzt werden.

Auf der dunklen Kante des Keil 0 sind nach der Rekonstruktion viele helle Pixel zu erkennen, diese nehmen in den ungemittelten DPC-Bildern Werte von circa 5.8 rad an. In der gemittelten Rekonstruktion ergeben sich kleinere Werte, da die Pixel in den DPC-Bildern nicht immer an der gleichen Position auftreten. Aufgrund der Homogenität des Targets und DPC-Werten von etwa -0.3 rad im Bereich um die Pixel mit 5.8 rad, müssen diese hohen Werte fehlerhaft

sein. Es konnte nicht geklärt werden, wie diese Werte entstehen, da der Fehler nur einmalig in dieser Messung auftrat. Eventuell liegt es an einem Fehler im Rekonstruktionsalgorithmus. Um eine Auswertung der Messung zu ermöglichen, wurden diese Pixel mithilfe einer Maske durch den jeweils nächstgelegenen Wert ersetzt, welcher den normalen DPC-Werten der Kante entspricht. So ergibt sich das erwartbare DPC-Bild wie in Abbildung 5.4 gezeigt.

Zur genaueren Untersuchung der mittleren Kante der Keile wird die ESF und die MTF der Keile betrachtet. Hierfür wurde zunächst ein Bereich zwischen zwei der fehlerhaften Pixelreihen gewählt. Für jeden Keil wurde in dieser ROI die ESF und die MTF bestimmt.

Bevor die Messungen in Bezug auf ihre MTF verglichen werden, muss ein Kriterium festgelegt werden, wie aus der MTF abgelesen wird, welche Messung die bessere Auflösung erzielt. Allgemein gilt, dass die MTF mit höherem Kontrast bei höheren Ortsfrequenzen die bessere Auflösung aufzeigt. Einige MTFs der DPC-Messungen zeigen bei höheren Frequenzen Überschwinger bzw. ein erneutes Ansteigen nach Erreichen der 0%. Dies tritt in einer klassischen MTF der Detektorcharakterisierung nicht auf. Es muss festgelegt werden, wie mit diesen Überschwängern bei einem Vergleich von MTFs umgegangen wird. Die Überschwinger sind stärker, wenn die LSF von der Gaußform abweicht und eine rechteckige Form annimmt. Dies kann dadurch erklärt werden, dass sich bei der Fourier-Transformation einer Rechteckfunktion eine sinc-Funktion ergibt. Je breiter die Rechteckfunktion, desto niedriger sind die Frequenzen, bei der die erste Reflexion an der Null im Betrag der sinc-Funktion auftritt. Abbildung 5.5 bestärkt diese Überlegungen anhand zweier beispielhaft ausgewählter Messungen.

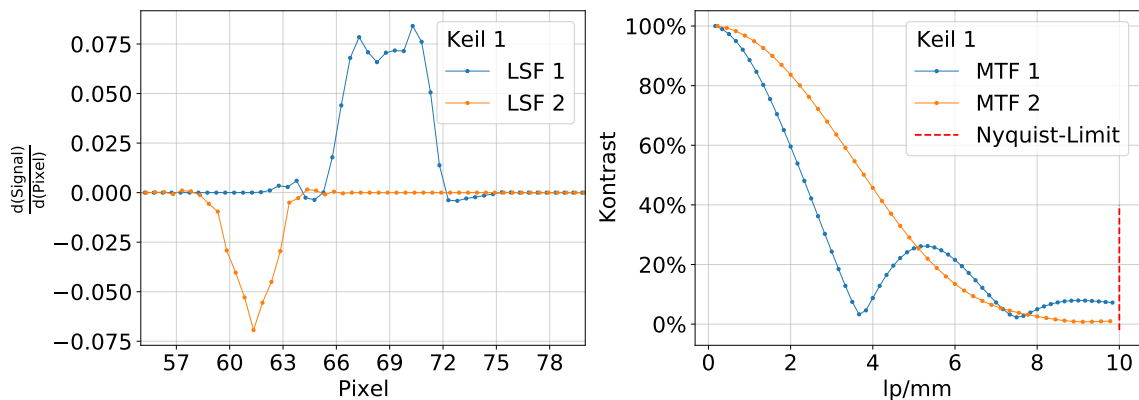


Abbildung 5.5.: **Links:** LSF des DPC-Bildes zweier Messungen mit Keil 1. Die LSF 1 zeigt eher eine rechteckige Form, die LSF 2 eher die Form einer Gaußfunktion. Es ist nicht weiter relevant, ob die LSF positive oder negative Werte im Peak annimmt, die Position des Peaks ist nur durch die Position der Kante in der ROI bestimmt. **Rechts:** MTF der jeweiligen LSF. Die MTF 1 zeigt Überschwinger, die MTF 2 nicht.

Eine der Messungen ergibt eine eher rechteckige LSF, die andere eine gaußförmige LSF. Im rechten Plot wird ersichtlich, dass erstere deutliche Überschwinger zeigt, die einer sinc-Funktion entsprechen, während die MTF der gaußförmigen LSF diese Überschwinger nicht zeigt. Bei Berücksichtigung dieser Überlegungen soll also der Frequenzbereich, ab dem die Überschwinger

auftreten, für die jeweilige MTF vernachlässigt werden. Es wird davon ausgegangen, dass nur der Bereich unterhalb dieser Frequenzen die Auflösung des Bildes korrekt angibt.

Abbildung 5.6 zeigt die ESF und MTF für jeden Keil, mit den vorherigen Überlegungen ist ein Vergleich und eine Bewertung der MTFs möglich.

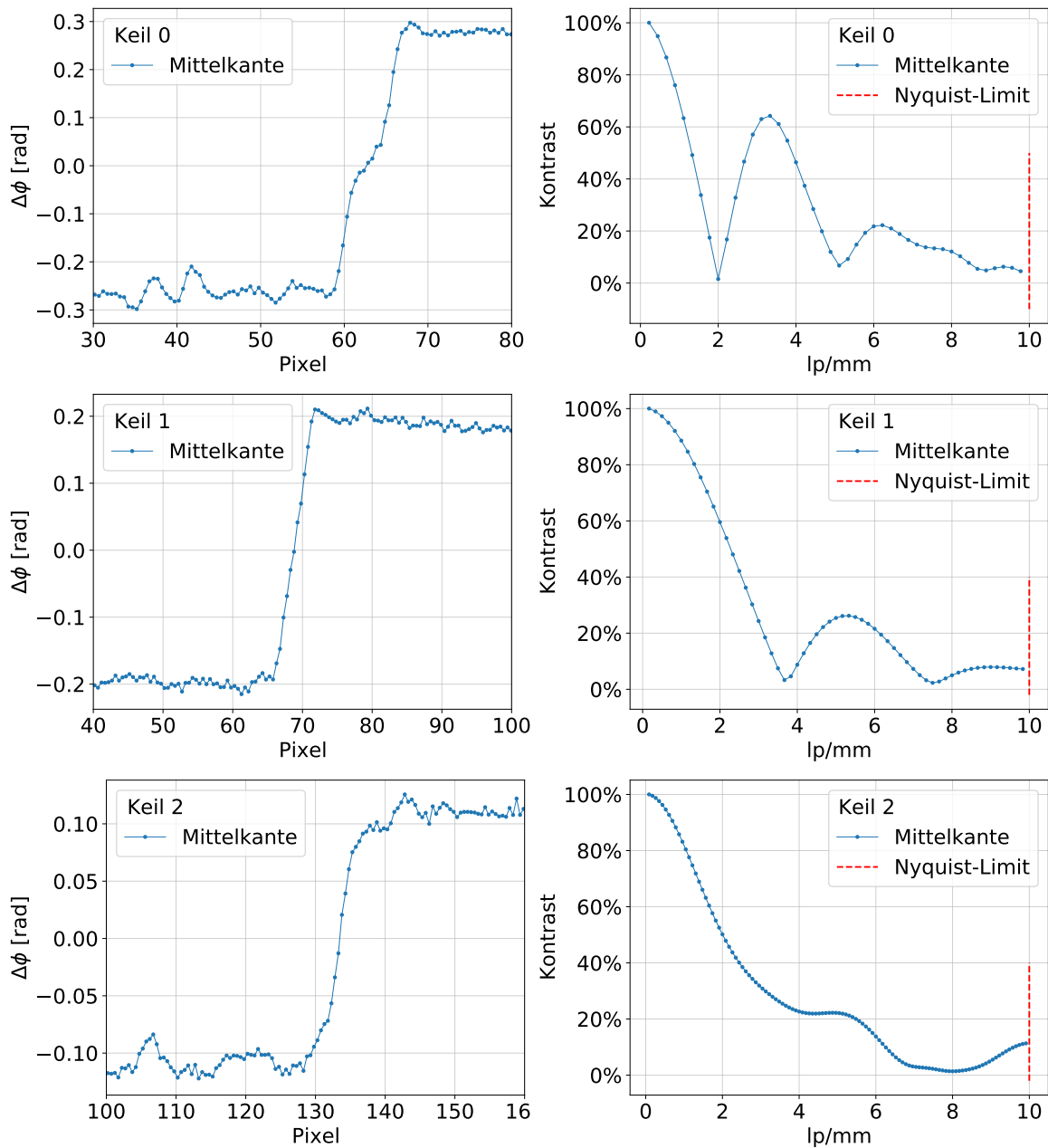


Abbildung 5.6.: ESF und MTF der jeweiligen Mittelkante der drei Keile. Es ist nur ein Ausschnitt der ESFs gezeigt, da nur der Bereich der Kante relevant ist.

In der ESF von Keil 0 im Bereich der dunklen Kante kann ähnlich wie bei Keil 2 ein unregelmäßiges Rauschen ausgemacht werden. Die Werte variieren zwischen -0.3 rad und -0.2 rad im Bereich zwischen 30 und 55 Pixeln bei der Messung von Keil 0 bzw. zwischen

-0.12 rad und -0.08 rad im Bereich zwischen 100 und 130 Pixeln bei der Messung von Keil 2. Es wird vermutet, dass dies durch Herstellungsfehler im Material oder Unregelmäßigkeiten in den Gittern entsteht. Die MTF von Keil 0 zeigt schon bei vergleichbar niedrigen Frequenzen Überschwinger, was auf eine breite LSF zurückzuführen ist. Es ergibt sich eine breite LSF, da der Übergangsbereich zwischen dunkler und heller Kante nicht scharf ist, sondern einen flachen Bereich aufweist, welcher im DPC-Bild deutlich erkennbar ist. Auch in der ESF kann für den Keil 0 ausgemacht werden, dass sich der Übergangsbereich zwischen den Kanten über etwa 10 Pixel (von Pixel 58 bis 68) ausdehnt. Außerdem zeigt sich in der ESF bei y -Werten um $\Delta\phi \approx 0$ rad bei Pixel 63 eine Art Sattelpunkt. Dieser entsteht durch die DPC-Werte mit 0 rad im Bereich zwischen den beiden Keilkanten. Die schlechte Qualität des Übergangsbereichs der Kanten ist also vermutlich für die schlechte MTF verantwortlich.

Die ESF für Keil 1 zeigt nicht die Probleme von Keil 0 und ähnelt eher der ESF in Abbildung 5.2. Die MTF zeigt starke Überschwinger bzw. Reflexionen an der null, diese ergeben sich aus der breiten LSF, welche bereits in Abbildung 5.5 gezeigt wurde. Die MTF von Keil 2 zeigt nur noch schwache Überschwinger. Aus den Ergebnissen der mittleren Kanten kann gefolgert werden, dass die Qualität der MTF mit der Qualität der Kante zusammenhängt, da Keil 2 am ehesten eine gute MTF zeigt und gleichzeitig im DPC-Bild die schärfste Kante aufweist.

Mit diesen Ergebnissen der mittleren Kanten ist eine sinnvolle Charakterisierung der Auflösung nicht möglich. Die schlechte Herstellungsqualität des Übergangsbereich zwischen den Kanten wirkt sich auf die MTF aus, was fälschlicherweise als schlechtere Auflösung interpretiert würde. Deshalb wird für die weitere Auswertung ein anderer Bereich der Keile gewählt. Der Übergang zwischen dem flachen PMMA und einer Kante des Keils (markiert in Abbildung 5.11) eignet sich ebenfalls zur Bestimmung der Auflösung des DPC-Bildes. Aufgrund von Fertigungsdetails kann sogar davon ausgegangen werden, dass die Außenkanten eine bessere Qualität als die mittleren Kanten aufweisen.

Im Folgenden wird die Außenkante, deren ESF von negativen Werten auf null ansteigt, als dunkle Außenkante bezeichnet (da diese im DPC-Bild dunkel dargestellt wird) und die Außenkante, deren ESF von positiven Werten auf null abfällt, wird als helle Außenkante bezeichnet. Abbildung 5.7 zeigt beispielhaft die ESF und MTF der hellen Außenkante von Keil 1.

Diese MTF weist eine deutlich bessere Qualität auf und ist der MTF der Wolframkante im Transmissionsbild (vgl. Abbildung 5.2) sehr ähnlich. Die ESF zeigt weiterhin ein vergleichbar starkes Rauschen außerhalb der Kante, welches sich aber nicht auf die MTF auszuwirken scheint. Die Außenkanten von Keil 0 und Keil 2 zeigen ähnliche Ergebnisse. In den nachfolgenden Kapiteln werden deshalb die Außenkanten der Keile verwendet, um die Ortsauflösung im DPC-Bild genauer zu untersuchen.

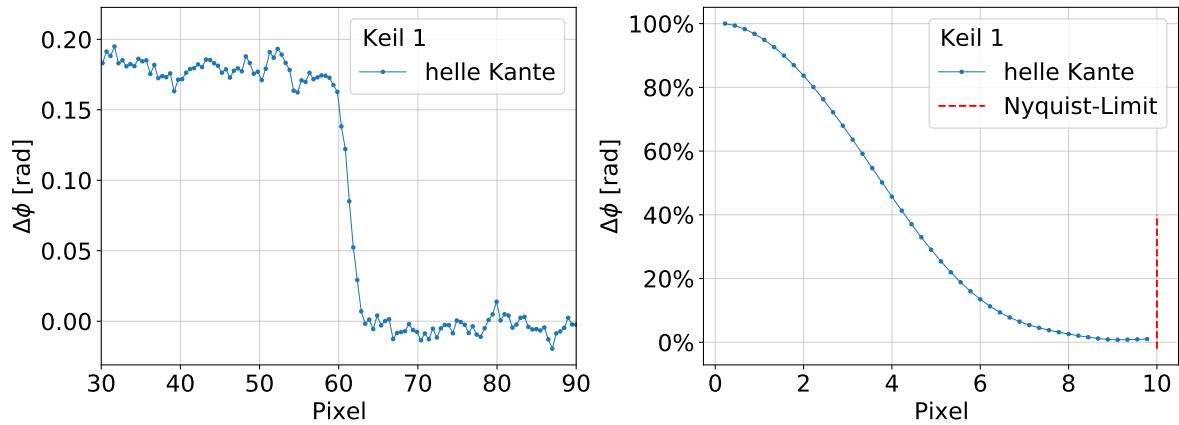


Abbildung 5.7.: **Links:** ESF der hellen Kante von Keil 1, berechnet aus dem gemittelten DPC-Bild. **Rechts:** MTF derselben Messung, berechnet aus der ESF im linken Plot. Außerdem ist das durch das Nyquist-Shannon-Theorem gegebene Auflösungslimit gekennzeichnet.

Ortsauflösung in Abhängigkeit des Gradienten

In den MTFs der Mittelkanten in Abbildung 5.6 ist bereits ersichtlich, dass die MTF für jeden Keil unterschiedlich hohe Kontrastwerte bei gleicher Anzahl an lp/mm annimmt. Eine Ursache hierfür könnte eine Abhängigkeit der MTF vom Gradienten des vermessenen Keils sein. Der Gradient entspricht dem Wert der konstanten Steigung einer Kante des jeweiligen Keils. Diese Abhängigkeit wird nun untersucht, hierfür werden die MTFs der drei Keile verglichen. Abbildung 5.8 zeigt die MTFs der hellen bzw. dunklen Außenkanten der drei Keile.

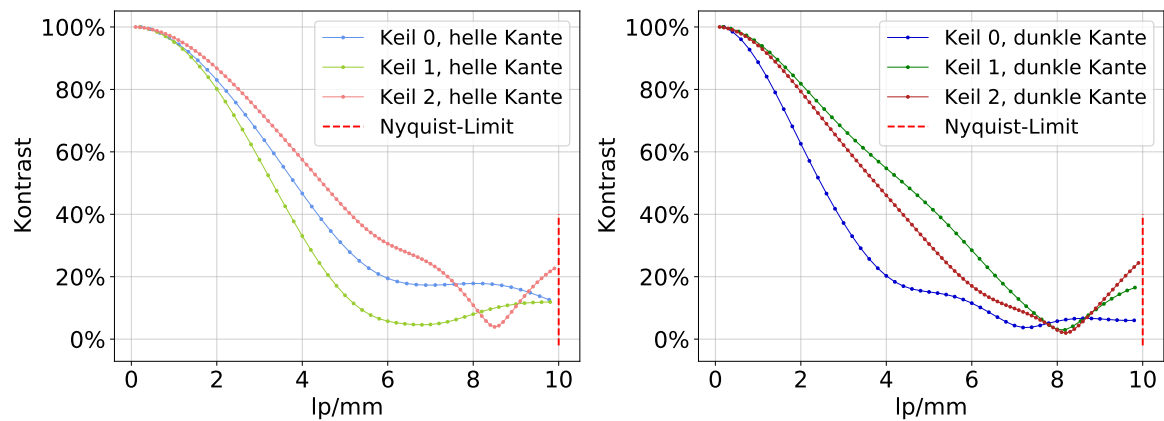


Abbildung 5.8.: MTF der beiden Außenkanten für die drei Keile in der ROI 2. **Links:** MTF der hellen Außenkante der drei Keile. **Rechts:** MTF der dunklen Außenkante der drei Keile.

Die MTFs weichen stark voneinander ab. Die erreichten Kontrastwerte mit der hellen Kante des Keil 2 sind bis etwa 7 lp/mm höher als die der anderen beiden Keile. Die Kontrastwerte von Keil 1 sinken am stärksten und liegen bereits bei 6 lp/mm nahe 0%. Im Bereich der

dunklen Kante erreicht die MTF des Keil 1 die höchsten Kontrastwerte bis etwa 8 lp/mm, die MTF des Keil 0 erreicht die niedrigsten Werte. Außerdem erreichen einige MTFs nicht die 0%, bevor sie erneut ansteigen. Dies ist auf Fehler in der Herstellungsqualität des Targets oder Fehler im Gitter zurückzuführen.

Mit den aufgenommenen Messungen kann also noch keine Abhängigkeit von der Steigung erkannt werden. Es müssten weitere Messungen mit mehr als drei Keilen unterschiedlicher Steigung durchgeführt werden, um eine eindeutige Aussage treffen zu können. Außerdem sollten die Kanten möglichst geringe Unterschiede in ihrer Herstellungsqualität aufweisen, um einen sinnvollen Vergleich der MTFs zu ermöglichen.

Zusammenfassend ergibt sich bei der Charakterisierung des DPC-Targets, dass Fehler in der Herstellungsqualität des Targets wie Brüche oder flache Bereiche die Qualität und damit die Aussagekraft der MTF einschränken. Eine Abhängigkeit der Auflösung vom Gradienten der Keile wurde nicht festgestellt. Die starken Unterschiede der MTFs der Keile sind vermutlich auf Qualitätsunterschiede des Targets zurückzuführen. Für weitere Messungen wäre deshalb auch eine Optimierung des Targets nötig.

5.2.2. Charakterisierung des Gitterinterferometers

Neben den Charakteristiken des DPC-Targets können auch die verwendeten Gitter einen Einfluss auf die Auflösung haben. Die Herstellung von Absorptionsgittern ist deutlich fehleranfälliger als die Herstellung von Phasengittern. Deshalb wird im Folgenden nur eine Abhängigkeit der Auflösung vom verwendeten G_2 untersucht. Hierfür wurden Messungen mit drei verschiedenen G_2 durchgeführt. Nach der Wahl des besten Gitters wird untersucht, welcher Bereich des Bildes die optimale MTF ergibt und ob eine Korrelation zur Visibilität besteht.

Ortsauflösung für verschiedene G_2

Die Rohbilder einer Referenzmessung für die drei verschiedenen Gitter sind in Abbildung 5.9 gezeigt. Die Parameter der Gitter finden sich im Anhang in Tabelle A.1.

Es können insbesondere für die Gitter 9071 und 1626 deutliche Gitterstrukturen in der Aufnahme erkannt werden. Bei Ersterem handelt es sich um regelmäßige Streifen senkrecht zu den Moiré-Streifen, bei Letzterem um unregelmäßige wölkchenartige Flecken. Für das Gitter 9076 sind nur schwach Streifen senkrecht zu den Moiré-Streifen erkennbar. Die Strukturen in den Gittern können sich über die Rekonstruktion auf die Qualität der resultierenden MTF auswirken.

Abbildung 5.10 zeigt die MTF der hellen und dunklen Außenkante in der ROI 1 und 2 (vgl. Abbildung 5.11) der Messung des Keil 1 mit den drei verschiedenen G_2 .

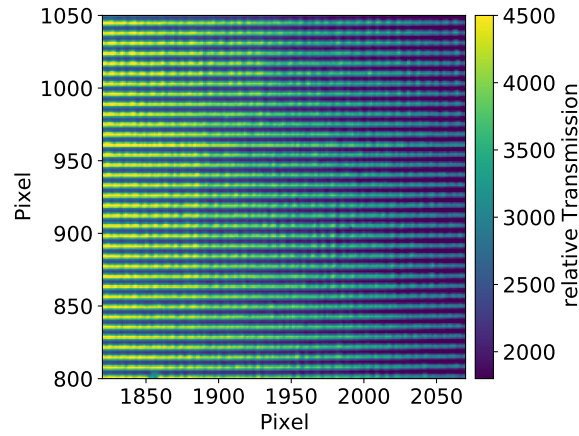
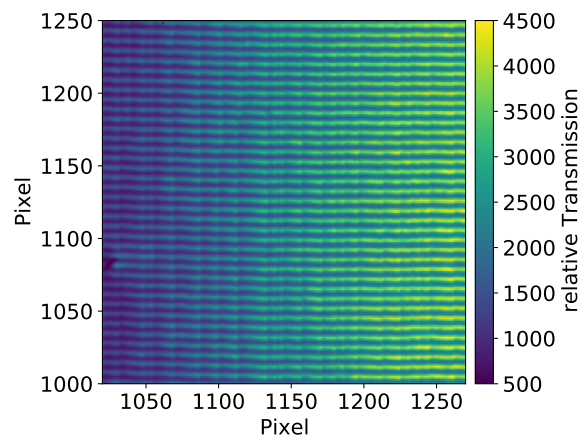
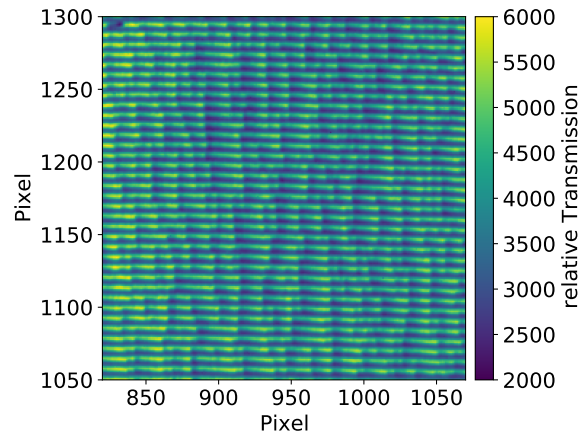
(a) G_2 : 9076(b) G_2 : 9071(c) G_2 : 1626

Abbildung 5.9.: Rohbilder einer Referenzaufnahme der drei verschiedenen Gitter. Neben den horizontalen Moiré-Streifen sind Gitterstrukturen zu erkennen. Für das G_2 9076 (a) sind nur schwach Risse zu erkennen. Das G_2 9071 (b) zeigt regelmäßige Strukturen senkrecht zu den Moiré-Streifen. Das G_2 1626 (c) zeigt wölkchenartige Strukturen.

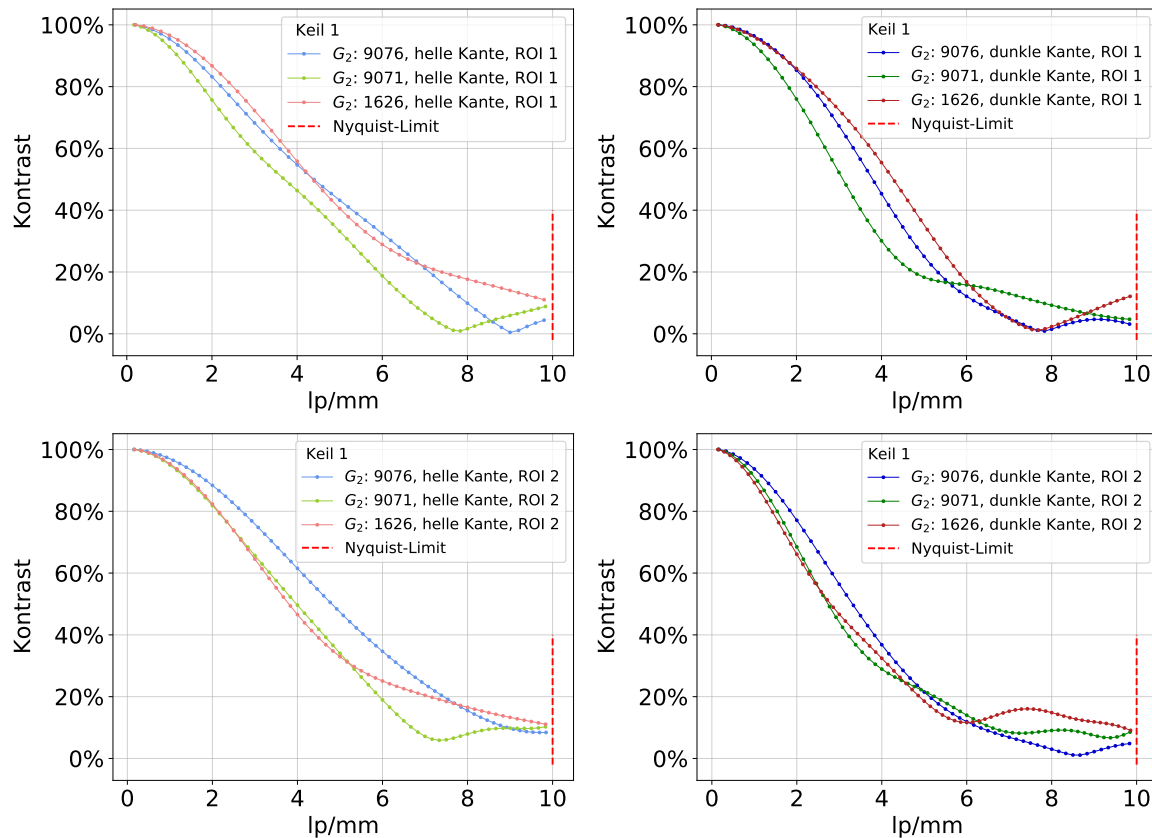


Abbildung 5.10.: MTF der hellen und dunklen Außenkante des Keil 1 in ROI 1 bzw. ROI 2 für Messungen mit drei verschiedenen G_2 . **Links:** MTF der hellen Außenkante. **Rechts:** MTF der dunklen Außenkante. **Oben:** MTF in der ROI 1. **Unten:** MTF in der ROI 2.

Die MTFs weichen nur gering voneinander ab. Daraus ergibt sich, dass die Ortsauflösung keine starke Abhängigkeit vom verwendeten G_2 zeigt. Allerdings nimmt in drei von vier Plots die MTF des G_2 9076 bis zum Bereich der Überschwinger die besten Kontrastwerte an und die MTFs weisen die Reflexion an der horizontalen Nulllinie erst bei relativ hohen Frequenzen auf. Die MTFs des G_2 9071 und 1626 zeigen hingegen stärkere Überschwinger bzw. fallen nicht auf nahe null. Außerdem nimmt die MTF des G_2 9071 in allen vier Plots die niedrigsten Kontrastwerte an. Strukturen wie zum Beispiel Risse im Gitter können also die Ortsauflösung verschlechtern und die Aussagekraft der MTF einschränken. Für eine bessere Bildgebung muss deshalb auch die Herstellungsqualität der Gitter optimiert werden. Da die Messungen mit dem G_2 9076 die beste Auflösung aufweisen, wurde dieses für die folgenden Messungen verwendet.

Korrelation der MTF mit der Visibilität

Bei der Herstellung von Gittern sind lokale Unterschiede in der Qualität unvermeidbar. Diese können auch regional auf einem Gitter auftreten, weshalb insbesondere die Visibilität über den gesamten Gitterbereich variieren kann.

Es wird nun der Bildbereich gesucht, aus dem sich die beste Ortsauflösung im DPC-Bild ergibt. Dann wird eine Korrelation zwischen der Qualität der MTF und der Visibilität des jeweiligen Gitterbereichs diskutiert.

Zur Bestimmung der ESF werden drei ROIs gewählt. Abbildung 5.11 zeigt beispielhaft an Keil 1 die drei ausgewählten Gitterbereiche für die dunkle und helle Außenkante. Am Keil 2 war im Bereich der ROI 3 der Objekthalter angebracht, deshalb kann nur der Bildbereich bis zur ROI 2 rekonstruiert werden.

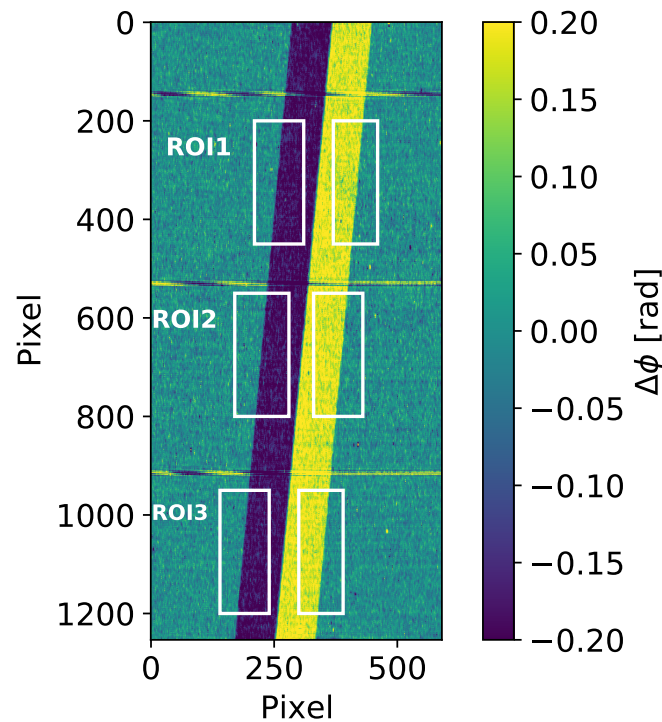


Abbildung 5.11.: DPC-Bild des Keil 1. Es sind die drei ROIs über die Außenkanten zur Bestimmung der ESF gekennzeichnet.

In jeder ROI wird nun die MTF bestimmt. Es wird der Gitterbereich gesucht, der für alle Keile eine möglichst aussagekräftige MTF ergibt. Abbildung 5.12 zeigt die MTF der drei Keile in den drei Gitterbereichen. Im linken Plot ist jeweils die MTF der ROIs auf der hellen Außenkante, im rechten Plot die MTF der ROIs auf der dunklen Außenkante gezeigt.

Für Keil 0 sind die MTFs kaum voneinander zu unterscheiden. Für Keil 1 zeigen die MTFs in der ROI 3 den besten Verlauf. Allerdings muss für einen sinnvollen Vergleich der drei Keile die gleiche ROI für alle gewählt werden. Da die ROI 3 im Bild des Keil 2 verdeckt ist, wird die ROI 2 als bestmögliche bewertet.

Es wird nun untersucht, ob es eine Korrelation zwischen der Ortsauflösung, d.h. der MTF, und der Visibilität im jeweiligen Bildbereich gibt. Es wurde neben den in Abbildung 5.11 markierten ROIs noch eine weitere kleinere ROI 0 im oberen Teil des Bildes hinzugefügt, da in diesem Bereich die Visibilität im Vergleich zu den anderen Bereichen höher ist.

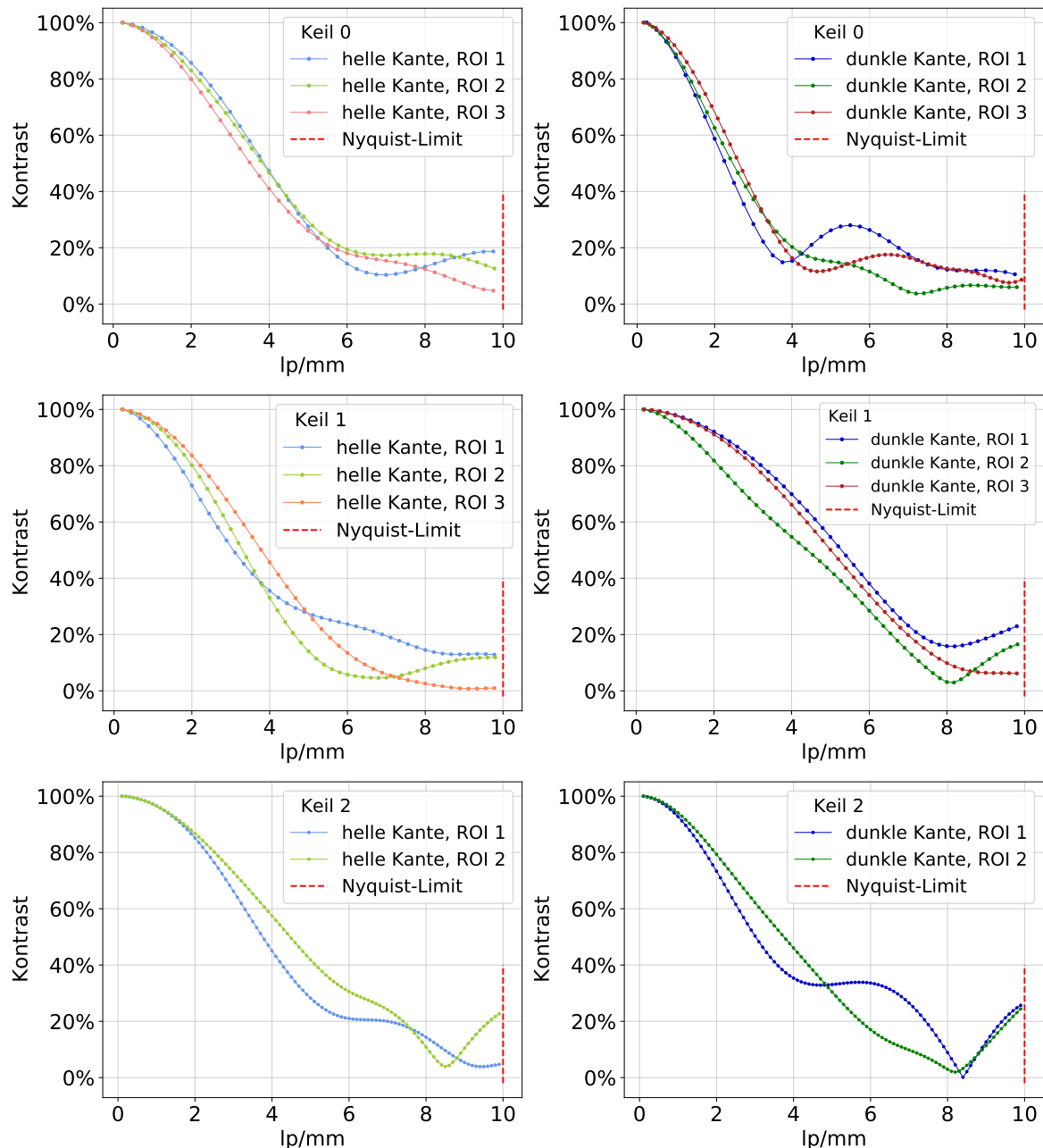


Abbildung 5.12.: MTF der Außenkanten der drei Keile in drei verschiedenen Gitterbereichen.

Links: MTF der hellen Außenkante des jeweiligen Keils. **Rechts:** MTF der dunklen Außenkante des jeweiligen Keils.

Abbildung 5.13 zeigt die Visibilität der gemittelten Rekonstruktion und die zu den jeweiligen ROIs zugehörigen MTFs für Keil 1.

Für beide Außenkanten zeigt sich, dass die MTF der ROI 0 die höchsten Kontrastwerte bis zu der Frequenz aufzeigt, bei der die Überschwinger auftreten und die Kontrastwerte dadurch nicht mehr aussagekräftig sind. Das Bild weist in ROI 0 die Werte mit der höchsten Visibilität im Vergleich zu den anderen Bereichen auf. Die MTF der ROI 2 zeigt für beide Außenkanten die niedrigsten Kontrastwerte und gleichzeitig ist die Visibilität in diesem Bereich

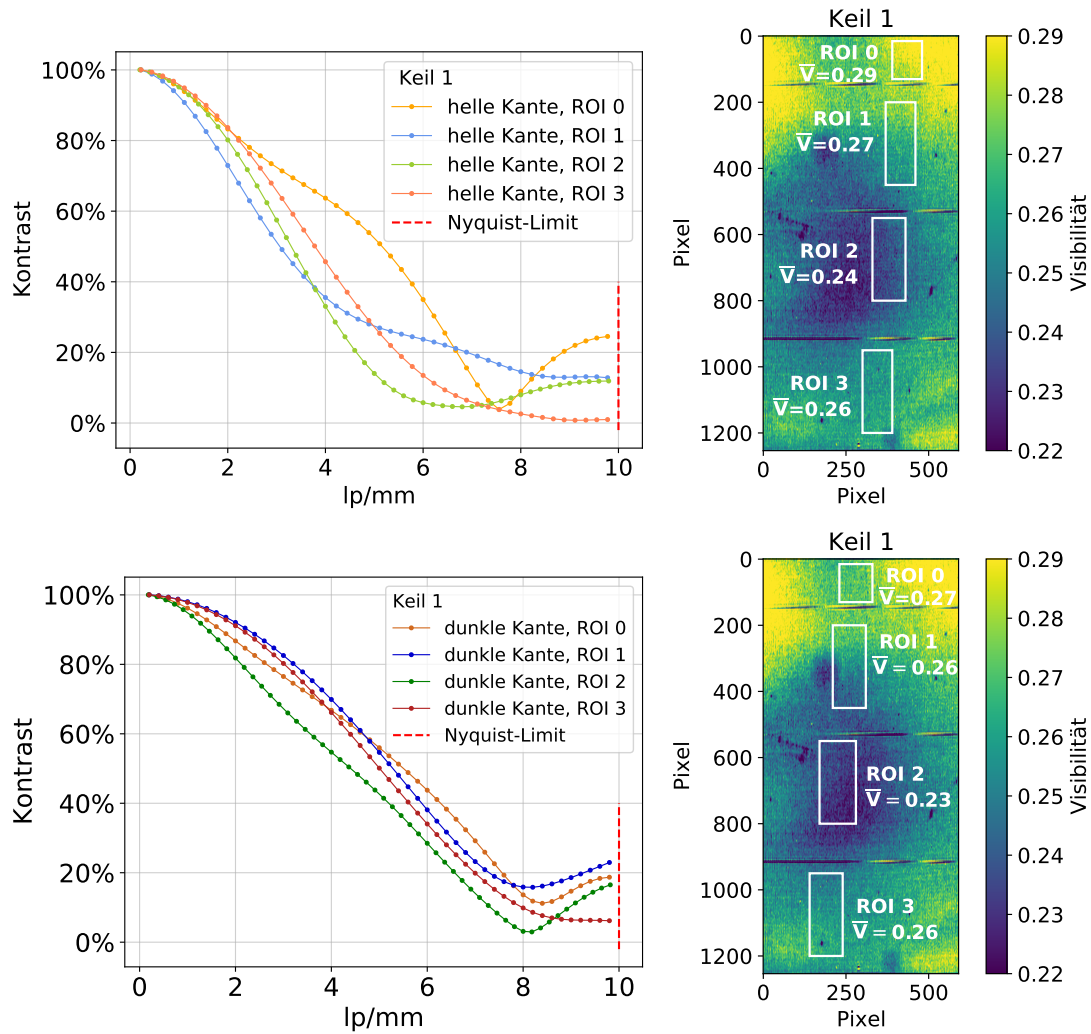


Abbildung 5.13.: MTF und Visibilität der beiden Außenkanten des Keil 1 in vier verschiedenen Gitterbereichen. **Links:** MTF der Außenkanten in den jeweiligen Gitterbereichen. **Rechts:** Visibilität der gesamten Aufnahme und Kennzeichnung der vier Gitterbereiche, in denen die MTF bestimmt wurde. Der Mittelwert der Visibilität im jeweiligen Bereich ist in schwarz notiert. **Oben:** MTFs der hellen Außenkante. **Unten:** MTFs der dunklen Außenkante.

am geringsten. Anhand der Ergebnisse in ROI 0 und ROI 2 könnte die Vermutung aufgestellt werden, dass bei einer höheren Visibilität die MTF höhere Kontrastwerte annimmt. Die Visibilitätswerte der ROI 3 und ROI 1 sind sehr ähnlich. Die ROI 3 ergibt eine sehr gute MTF, da sie keine starken Überschwinger aufzeigt und auf nahe null abfällt, für die MTF in der ROI 1 gilt allerdings das Gegenteil. Es kann in diesen Bereichen also keine Korrelation der Qualität der MTF zur Visibilität festgestellt werden.

Die Visibilität und die MTFs von Keil 0 sind in Abbildung 5.14 gezeigt. Die MTFs liegen hier deutlich näher aneinander, was eine signifikante Aussage verhindert. Mit den Ergebnisse von Keil 0 können also die Ergebnisse von Keil 1, dass eine Korrelation zwischen einer hohen Visibilität und hohen Kontrastwerten besteht, nicht bestätigt werden.

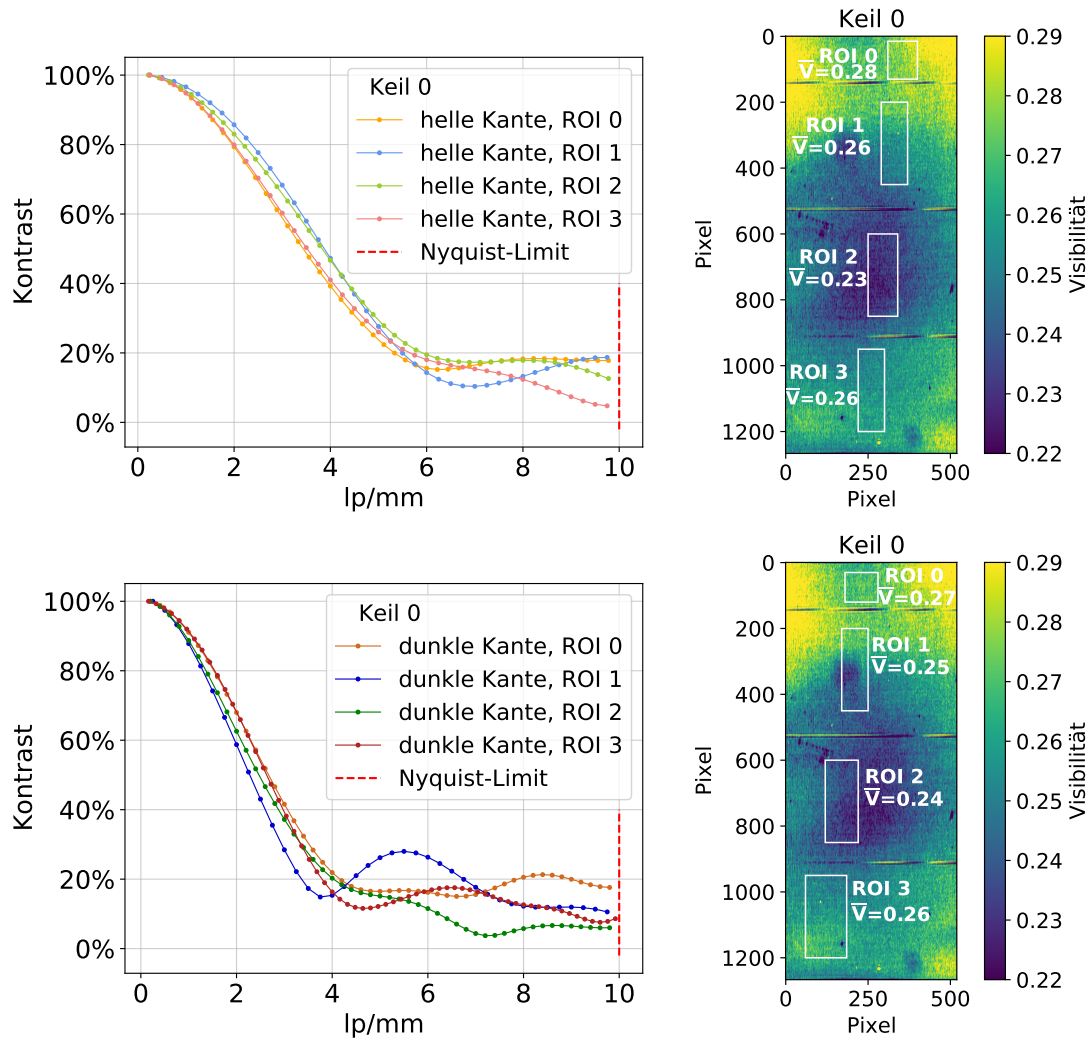


Abbildung 5.14.: MTF und Visibilität der hellen Außenkante des Keil 0 in vier verschiedenen Gitterbereichen. **Links:** MTF der Außenkanten in den jeweiligen Gitterbereichen. **Rechts:** Visibilität der gesamten Aufnahme und Kennzeichnung der vier Gitterbereiche, in denen die MTF bestimmt wurde. Der Mittelwert der Visibilität im jeweiligen Bereich ist in schwarz notiert. **Oben:** MTFs und markierte ROIs der hellen Außenkante. **Unten:** MTFs und markierte ROIs der dunklen Außenkante.

Für den Keil 2 (Abbildung A.7) kann keine Aussage über die Korrelation zwischen MTF und Visibilität getroffen werden, da die Qualität der MTFs zu schlecht ist. Insbesondere die starken Überschwinger verhindern eine definitive Aussage über den Kontrast bei höheren Raumfrequenzen.

Auf dem verwendeten G_2 befindet sich ein Fingerabdruck (siehe [Rau22]). Dieser liegt bei der Messung von Keil 0 und 2 im Übergangsbereich zwischen flachem PMMA und der dunklen Kante. Im DPC-Bild (Abbildung 5.4) ist kein Unterschied durch den Abdruck zu erkennen. Allerdings ist die Qualität der MTF in der ROI 1 für beide Keile deutlich schlechter, da die MTF deutlich stärkere Überschwinger im Vergleich zu den anderen MTFs zeigt. Außerdem nimmt die MTF aus dieser ROI bis zu den Überschwingern die niedrigsten Kontrastwerte an.

Insgesamt kann also anhand der Daten eine Korrelation zwischen den Visibilitätswerten eines Bildbereichs und den Kontrastwerten der MTF vermutet werden, allerdings ist die Datenmenge zu gering und eine sichere Aussage deshalb nicht möglich.

Zusammenfassend wurde eine Abhängigkeit der Auflösung von den Gittern des bildgebenden Systems festgestellt. Eine schlechte Qualität des G_2 kann die Kontrastwerte und die Qualität der MTF durch stärkere Überschwinger verschlechtern. Es wird außerdem vermutet, dass eine Korrelation zwischen der Visibilität und den Kontrastwerten der MTF besteht. Für eine Optimierung der Bildqualität ist also die Charakterisierung der Gitter sehr wichtig. Außerdem sollte bei einer quantitativen Analyse darauf geachtet werden, dass ein Bereich mit hoher Visibilität gewählt wird.

5.3. Vergleich der räumlichen Auflösung des DPC- und Transmissionsbildes

In den vorherigen Kapiteln wurde das bildgebende System hinsichtlich des besten DPC-Bildes untersucht. In diesem Abschnitt wird zunächst eine ähnliche Optimierung des Transmissionsbildes durchgeführt. Dann wird der Vergleich der Ortsauflösung im DPC- und Transmissionsbild anhand der durchgeführten Messungen diskutiert.

Die Auflösung des Transmissionsbildes wird in der Regel mit Messungen einer Wolframkante direkt vor dem Detektor charakterisiert [Rau22]. Allerdings werden solche Messungen ohne die Gitter im Strahlengang durchgeführt. Da die Gitter jedoch Strahlung absorbieren und damit auch das Spektrum der detektierten Strahlung verändern, wird zunächst der Einfluss der Gitter auf die Auflösung des Transmissionsbildes untersucht.

Für die Rekonstruktion des Transmissionsbildes wird kein Moiré-Muster benötigt, da nur der Peak 0. Ordnung rekonstruiert wird. Durch die Drehung eines der Gitter um 90° wird die Bildung eines Moiré-Musters verhindert. Das G_2 könnte aber analog zu einem Streustrahlenraster ([PB15]) die Auflösung positiv beeinflussen. Deshalb wurde eine Messung mit gedrehtem G_1 und eine mit gedrehtem G_2 durchgeführt. Es kann außerdem untersucht werden, inwiefern die Absorption der Strahlung durch das G_2 das Auflösungsvermögen beeinflusst. Hierfür wurde eine Messung ohne ein G_2 durchgeführt.

Bei der Messung mit dem G_2 9076 fällt insbesondere in der Messung mit gedrehtem G_2 in Objekt- und Referenzmessung ein regelmäßiges Streifenmuster senkrecht zu der Wolframkante auf (vgl. Abbildung A.8). Die Streifen haben eine Periode von circa 6 ppp und treten in den Objektbildern leicht versetzt zu denen im Referenzbild auf. In der Messung mit gedrehtem G_1 liegen die Streifen parallel zu der Kante und ihr Kontrast ist deutlich geringer.

Es konnte nicht abschließend geklärt werden, wieso diese Streifen im Bild entstehen, es könnte sich aber um ein Moiré-Muster handeln. Da für die Messungen der Wolframkante die Einstellung der Achsen aus den DPC-Messungen beibehalten wurde, blieb auch die

Gitterhalterung des G_2 um den ursprünglich eingestellten Winkel verkippt. Das G_1 wurde mit einer Drehachse um 90° gedreht, das G_2 konnte nur händisch gedreht werden. Der Winkel zwischen G_1 und G_2 war daher nicht 90° , sondern einige Grad mehr oder weniger als 90° . Die Gitter selbst können bei diesem Verkippfungswinkel kein Moiré-Muster mit einer Periode von circa 6 ppp erzeugen. Es könnten aber andere Strukturen im G_1 das Muster mit dem G_2 erzeugen, beispielsweise die sogenannten Resist-Bridges, welche aus dem Wafer-Material bestehen und meist senkrecht zu den Gitterstegen orientiert sind.

Da für die Messungen der Wolframkante keine Rekonstruktion durchgeführt wird, findet sich das Moiré-Muster im Transmissionsbild wieder und könnte das berechnete Auflösungsvermögen beeinflussen. Deshalb wurde eine weitere Messung mit dem G_2 1626 durchgeführt. Bei dieser Messung entsteht kein unerwünschtes Muster. Vermutlich verschwindet das Muster schon bei einem leicht veränderten Verkippfungswinkel zwischen G_1 und G_2 , daher weisen auch die Streifen mit dem G_2 9076 eine sehr niedrige Visibilität auf. Wenn das G_2 9076 beispielsweise mit einem etwas anderen Winkel in seiner Gitterhalterung eingebaut wurde als das G_2 1626, würde dies erklären, warum die Streifen in der Messung des zweiten Gitters nicht auftreten.

Abbildung 5.15 zeigt die MTFs der vier Messungen. Es kann nur ein sehr geringer Unterschied zwischen den Kurven ausgemacht werden.

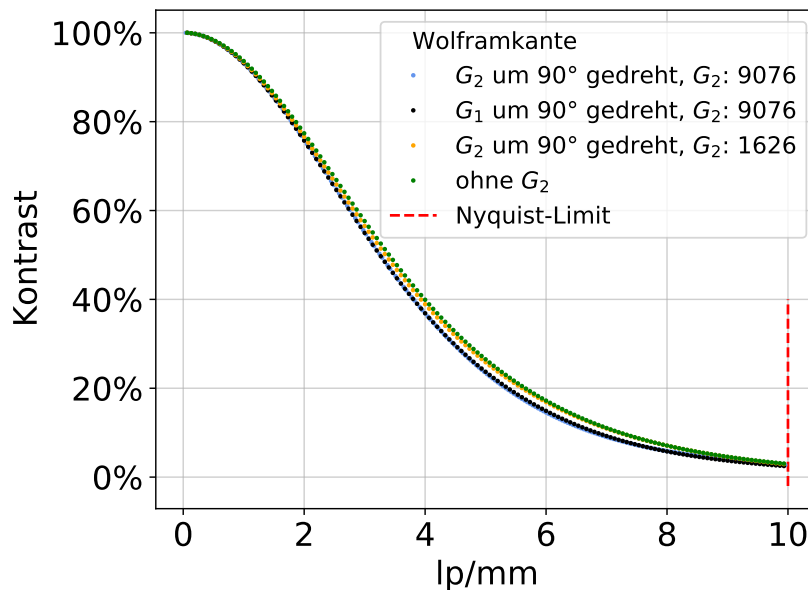


Abbildung 5.15.: MTF der Wolframkante im Transmissionsbild für vier Messungen mit unterschiedlichen Gitterkonstellationen. Es wurde das G_1 bzw. das G_2 um 90° gedreht oder gar kein G_2 verwendet. Die MTF der Messungen mit dem gleichen G_2 9076 überlagern sich.

Aus diesen Ergebnissen kann gefolgert werden, dass die Wahl des G_2 keine Auswirkung auf die Auflösung des Transmissionsbildes hat. Des Weiteren scheint das G_2 keine Veränderung der Auflösung des Transmissionsbildes zu verursachen, da die Messungen mit und ohne G_2 fast gleiche Kontrastwerte über den gesamten Frequenzbereich aufweisen. Die MTFs der Messung

mit gleichen Gittern und gedrehtem G_1 bzw. G_2 liegen exakt aufeinander. Das bestätigt die Vermutung, dass ein alleiniges Drehen der Gitter die Auflösung nicht verändern kann. Daraus folgt auch, dass das G_2 nicht als Streustrahlenraster wirkt, da dieses die Auflösung verändern würde.

Mit diesen Ergebnissen kann die Auflösung des Transmissionsbildes mit der des DPC-Bildes verglichen werden. Aus den vorangegangenen Untersuchungen wird die MTF des DPC-Bildes ausgewählt, welche die besten Kontrastwerte annimmt und gleichzeitig den Überschwinger bei möglichst hohe Raumfrequenzen zeigt und sich deshalb für einen Vergleich mit der Wolframkante eignet. Abbildung 5.16 zeigt diese MTF und die MTF des Transmissionsbildes.

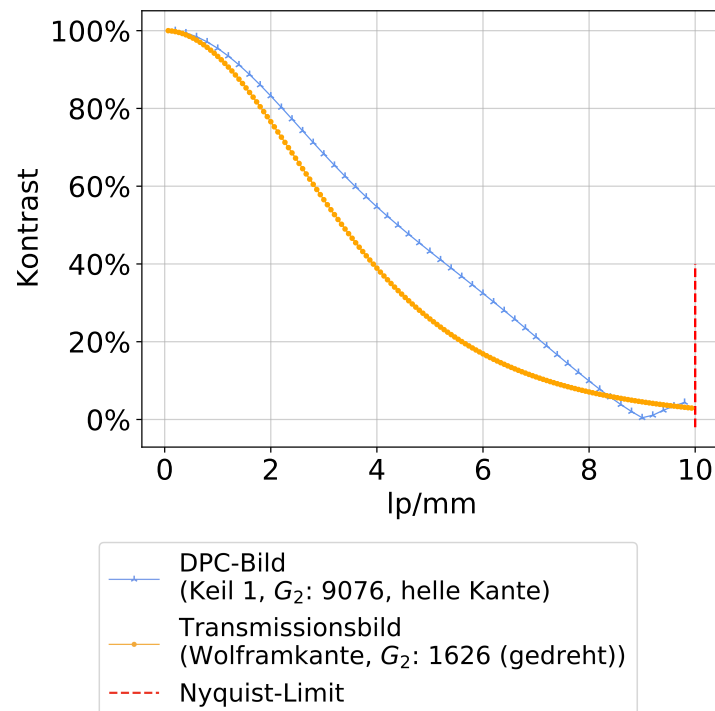


Abbildung 5.16.: Vergleich der MTF des DPC- und Transmissionsbildes. Gezeigt ist der Vergleich der MTF der Wolframkante in der Messung mit dem G_2 1626 und um 90° gedrehtem G_2 mit der optimalen MTF des DPC-Bildes. Letztere ergibt sich aus der Messung mit dem G_2 9076 und Keil 1, die MTF wird in der ROI 1 rekonstruiert.

Die MTF des DPC-Bildes erreicht bis etwa 8 lp/mm höhere Kontrastwerte als die MTF der Wolframkante. Erst bei höheren Raumfrequenzen fällt die MTF des DPC-Bildes auf niedrigere Kontrastwerte als die der Wolframkante. Die Auflösung des DPC-Bildes ist also in einem großen Frequenzbereich besser als die des Transmissionsbildes.

Über die Gründe dieser wichtigen Erkenntnis kann hier nur spekuliert werden. Im Prinzip ist die Auflösung eines bildgebenden Systems durch die Auflösung seines Detektors und die Quellgröße begrenzt. Im DPC-Bild entspricht eine Struktur, die sich beispielsweise über einen Pixel erstreckt aber nicht einem Pixel auf dem Detektor, sondern zeigt sich in der Verschiebung des Moiré-Musters. Das Muster erstreckt sich aber über viele Pixel. Es kann daher vermutet

werden, dass die Auflösung des DPC-Bildes im Gegensatz zu der des Transmissionsbildes nicht durch die Auflösung des Detektors begrenzt ist. Das wäre eine mögliche Erklärung für die hier gewonnenen Ergebnisse.

Zusammenfassend ergibt der Vergleich der bestmöglichen MTF des DPC-Bildes mit der Wolframkante, dass die MTF des DPC-Bildes bis zu Raumfrequenzen von etwa 8 lp/mm höhere Kontrastwerte als die MTF der Wolframkante annimmt. Die Auflösung des DPC-Bildes ist also bis zu hohen Raumfrequenzen besser als die des Transmissionsbildes.

6. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden verschiedene Messungen zur quantitativen Analyse des Differentiellen Phasenbildes der gitterbasierten Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung durchgeführt.

Die Analyse des Talbot-Teppichs erfolgte in zwei Messungen. Erst wurde das Muster bei Rotation des G_1 um die Achse parallel zu den Gitterstegen gemessen. Dann wurde der Talbot-Teppich über einen großen Bereich aufgenommen, von dem kleinstmöglichen Abstand direkt hinter dem Gitter bis zu Abständen größer als der erste fraktionalen Talbot-Abstand.

Der Vergleich des gemessenen Talbot-Teppichs mit einer Simulation zeigt eine sehr große Übereinstimmung. Es konnte gezeigt werden, dass bei einer Diskrepanz zwischen der Schwerpunktsenergie der Röntgenröhre (9 keV) und der Design-Energie des Gitters (11 keV) das Talbot-Muster aus einer Überlagerung zweier Muster mit einfacher und doppelter Gitterfrequenz entsteht, welche sich in jedem zweiten Peak konstruktiv bzw. destruktiv überlagern. Dadurch haben die Maxima des Talbot-Musters nicht die gleiche Intensität. Da die monochromatisch ausgeführte Simulation eine sehr große Übereinstimmung mit der Messung geliefert hat, kann davon ausgegangen werden, dass für diese Röntgenröhre eine monochromatische Simulation ausreichend ist. Betrachtet man eine Simulation in der die Design-Energie des Gitters mit der Energie der Röntgenstrahlung übereinstimmt, ergibt sich ein Talbot-Muster mit konstanter Intensität aller Peak-Maxima. Dies zeigt, wie wichtig eine genaue Kenntnis des Spektrums für die Optimierung von bildgebenden Systemen der Phasenkontrast-Bildgebung ist.

Mit Hilfe von Simulationen und weiteren Messungen könnte in zukünftigen Arbeiten untersucht werden, ob sich die Auswirkungen der Diskrepanz zwischen Photonenenergie und Design-Energie des Gitters auf das Talbot-Muster auch in einer schlechteren Visibilität des Moiré-Musters zeigen.

Es wäre weiterhin interessant, ob mit Hilfe des gemessenen Talbot-Teppichs der optimale Abstand zwischen G_1 und G_2 für die Phasenkontrast-Bildgebung gefunden werden kann. Mit einer Integration des gemessenen Talbot-Teppichs in Simulationen könnten realitätsnähere Aussagen über das tatsächlich messbare Moiré-Muster und die sich daraus ergebenden Bilder erreicht werden. Dies könnte potentielle Verbesserungen in der erreichbaren Bildqualität im Vergleich zur bisherigen Bestimmung der Abstände durch Simulationen ermöglichen.

Es ergab sich außerdem eine deutliche Abhängigkeit der Talbot-Muster vom Rotationswinkel des G_1 . Für eine bestimmte Orientierung verschwindet der Anteil mit Gitterfrequenz komplett. Symmetrisch um diesen Rotationswinkel steigt die Visibilität des Anteils mit Gitterfrequenz und dementsprechend nimmt die Intensität jedes zweiten Maximums des Talbot-Musters ab. Das bedeutet für die Moiré-Bildgebung, dass eine nicht perfekt parallele Justierung des G_1 die Qualität des DPC-Bildes verschlechtern kann. Die Messung hat auch gezeigt, dass sich

die durch die Rotation veränderte Struktur des G_1 auf die Visibilität des Talbot-Musters auswirkt. Mit weiteren Messungen und einer Simulation könnten die Auswirkungen quantitativ untersucht werden.

Bei kleinen Abständen zwischen Quelle und G_1 und einem planaren Gitter ergibt sich aufgrund des Kegelstrahls eine Abweichung des Einfallswinkels der Strahlung von 90° . Daher wäre interessant, ob mit einem gebogenem G_1 die Visibilität des Talbot-Musters außerhalb der Strahlachse verbessert werden könnte.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde das gesamte bildgebende System betrachtet und verschiedene Messungen zur Analyse des Auflösungsvermögens des DPC-Bildes durchgeführt. Um die Auswirkungen des Fokusdrifts zu minimieren, wurden mehrere Objekt- und Referenzaufnahmen mit kurzer Belichtungszeit aufgenommen. Das beste Kontrast-zu-Rausch Verhältnis wurde durch ein Rekonstruieren der einzelnen Aufnahmen und anschließendem Mitteln der DPC-Bilder erreicht.

Die in [Rau22] vorgeschlagene Methode zur Charakterisierung der Auflösung wurde weiterentwickelt. Mit dieser Methode wurde für das DPC-Bild die Modulationstransferfunktion (MTF) bestimmt, welche die Kontrastwerte gegen die Raumfrequenz angibt und damit die räumliche Auflösung charakterisiert.

Durch einen Vergleich der MTFs wurde der Einfluss der Systemkomponenten auf die Auflösung des DPC-Bildes untersucht. Es ergab sich eine Abhängigkeit der Auflösung vom verwendeten Gitter. Weist das Gitter deutlich sichtbare Herstellungsfehler auf, zeigt sich das in schlechteren Kontrastwerten und Überschwängern in der MTF. Außerdem wird eine Korrelation zwischen der Visibilität des Bildbereichs und der Qualität der MTF vermutet. Bei zukünftigen Messungen sollte deshalb das G_2 hinsichtlich seiner Güte charakterisiert werden, um DPC-Bilder mit bestmöglicher Auflösung zu erreichen. Die Untersuchung, ob das Auflösungsvermögen des DPC-Bildes vom Gradienten der Kante abhängt, kam zu keinem eindeutigen Ergebnis, da die Herstellungsqualität des Targets zu starke Variationen aufweist.

Der Vergleich der besten MTF des DPC-Bildes und der MTF des Transmissionsbildes ergab, dass für den betrachteten Versuchsaufbau die Auflösung des DPC-Bildes bis zu Raumfrequenzen von etwa 8 lp/mm besser als die des Transmissionsbildes ist.

Die Charakterisierung der DPC-Bilder über ihre MTF bietet eine neue Möglichkeit zur Optimierung und Beurteilung der Güte eines Systems der Phasenkontrast-Bildgebung. Mit Hilfe der gewonnenen Ergebnisse könnte ein neuer Qualitätsparameter für ein bildgebendes System definiert werden. Dazu sollte eine Methode entwickelt werden, bei der ein keilförmiges Target schrittweise durch den gesamten Bildbereich eines bildgebenden Systems bewegt wird. Durch einen Vergleich der MTF in jedem Gitterbereich kann so beurteilt werden, in welchem Bereich das Objekt für eine optimale Bildgebung positioniert werden muss.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Messungen in dieser Arbeit dazu beitragen, sowohl den Talbot-Effekt als auch die Moiré-Bildgebung besser zu verstehen. Dies ist von besonderer Bedeutung für das Anwendungsgebiet der Laborastrophysik, wo eine quantitative Analyse der Messdaten notwendig ist.

Literaturverzeichnis

- [Als11] Als-Nielsen, Jens and McMorrow, Des. *Elements of Modern X-ray Physics*. 2. Aufl. Chichester, West Sussex: John Wiley, 2011. ISBN: 978-1-119-99836-5.
- [Ami07] Isaac Amidror. *The Theory of the Moiré Phenomenon*. Bd. 34. Computational Imaging and Vision. Dordrecht: Springer Netherlands, 2007. ISBN: 978-1-4020-5457-0. DOI: 10.1007/1-4020-5458-0. URL: <http://link.springer.com/10.1007/1-4020-5458-0> (besucht am 21.10.2022).
- [Bar+19] F. Barbato u. a. „Quantitative Phase Contrast Imaging of a Shock-Wave with a Laser-Plasma Based X-ray Source“. In: *Scientific Reports* 9.1 (Dez. 2019), S. 18805. ISSN: 2045-2322. DOI: 10.1038/s41598-019-55074-1. URL: <http://www.nature.com/articles/s41598-019-55074-1> (besucht am 09.12.2022).
- [Bev+11] Nicholas Bevens u. a. „Multicontrast X-Ray Computed Tomography Imaging Using Talbot-Lau Interferometry without Phase Stepping: Single-shot Phase Contrast CT“. In: *Medical Physics* 39.1 (27. Dez. 2011), S. 424–428. ISSN: 00942405. DOI: 10.1118/1.3672163. URL: <http://doi.wiley.com/10.1118/1.3672163> (besucht am 24.10.2022).
- [CL13] Jeff Colvin und Jon Larsen. *Extreme Physics: Properties and Behavior of Matter at Extreme Conditions*. 1. Aufl. Cambridge University Press, 7. Nov. 2013. ISBN: 978-1-107-01967-6 978-1-139-09515-0. DOI: 10.1017/CB09781139095150. URL: <https://www.cambridge.org/core/product/identifier/9781139095150/type/book> (besucht am 19.12.2022).
- [Cor] Rigaku Corporation. *XSight Micron LC*. URL: <https://www.rigaku.com/de/products/detectors/micron-lc?index=0>. aufgerufen am 20.12.2022.
- [DAL] Teledyne DALSA. *Shad-o-Box HS*. URL: <https://www.teledynedalsa.com/en/products/imaging/industrial-x-ray/shad-o-box-hs/>. aufgerufen am 25.10.2022.
- [Dem17a] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 4*. Springer-Lehrbuch. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2017. ISBN: 978-3-662-52883-9 978-3-662-52884-6. DOI: 10.1007/978-3-662-52884-6. URL: <http://link.springer.com/10.1007/978-3-662-52884-6> (besucht am 24.10.2022).
- [Dem17b] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik. 2: Elektrizität und Optik*. 7., korrigierte und erweiterte Auflage. Springer-Lehrbuch. Berlin, Germany [Heidelberg]: Springer Spektrum, 2017. 447 S. ISBN: 978-3-662-55789-1.

- [Eng07] Engelhardt, Martin and Baumann, Joachim and Schuster, Manfred and Kottler, Christian and Pfeiffer, Franz and Bunk, Oliver and David, Christian. „High-Resolution Differential Phase Contrast Imaging Using a Magnifying Projection Geometry with a Microfocus x-Ray Source“. In: *Applied Physics Letters* 90.22 (28. Mai 2007), S. 224101. DOI: 10.1063/1.2743928. URL: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2743928> (besucht am 21.10.2022).
- [EM04] Magali Etribeau und Pierre Magnan. „Fast MTF Measurement of CMOS Imagers Using ISO 12333 Slanted-Edge Methodology“. In: *Optical Systems Design*. Hrsg. von Jean-Pierre Chatard und Peter N. J. Dennis. St. Etienne, France, 19. Feb. 2004, S. 243. DOI: 10.1117/12.513320. URL: <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.513320> (besucht am 26.10.2022).
- [Exc] Excillum. *Liquid-Metal-Jet C2 Datenblatt*. URL: <https://www.excillum.com/%20products/metaljet/metaljet-c2/>. aufgerufen am 24.10.2022.
- [GB17] Donald A. Gurnett und A. Bhattacharjee. *Introduction to Plasma Physics: With Space, Laboratory and Astrophysical Applications*. Second edition. Cambridge, United Kingdom ; New York, NY: Cambridge University Press, 2017. ISBN: 978-1-107-02737-4.
- [KW16] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren: Grundlagen und Anwendungen*. Berlin Heidelberg: Springer Spektrum, 2016. 921 S. ISBN: 978-3-662-45349-0. DOI: 10.1007/978-3-662-45350-6.
- [KW14] Mikhail Konnik und James Welsh. *High-Level Numerical Simulations of Noise in CCD and CMOS Photosensors: Review and Tutorial*. 11. Dez. 2014. arXiv: 1412.4031 [astro-ph]. URL: <http://arxiv.org/abs/1412.4031> (besucht am 25.10.2022).
- [Lud20] Veronika Ludwig. „Development of image acquisition and alignment methods for X-ray dark-field and phase-contrast imaging“. Dissertation. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), 2020.
- [Mul+94] James C. Mullikin u. a. „Methods for CCD Camera Characterization“. In: *IS&T/SPIE 1994 International Symposium on Electronic Imaging: Science and Technology*. Hrsg. von Helen C. Titus und Amir Waks. San Jose, CA, 5. Mai 1994, S. 73–84. DOI: 10.1117/12.175165. URL: <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=956406> (besucht am 25.10.2022).
- [Pag06] David Paganin. *Coherent X-Ray Optics*. Oxford Series on Synchrotron Radiation 6. Oxford ; New York: Oxford University Press, 2006. ISBN: 978-0-19-856728-8.
- [Pel+13] Georg Pelzer u. a. „Grating-Based x-Ray Phase-Contrast Imaging with a Multi Energy-Channel Photon-Counting Pixel Detector“. In: *Optics Express* 21.22 (4. Nov. 2013), S. 25677. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.21.025677. URL: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-21-22-25677> (besucht am 12.12.2022).

- [PB15] N. Platz Batista da Silva und C. Becker. „Streustrahlenraster – (k)ein kurzer Überblick“. In: *Radiopraxis* 8.04 (15. Dez. 2015), S. 197–210. ISSN: 1866-1033, 1866-1041. DOI: 10.1055/s-0041-103180. URL: <http://www.thieme-connect.de/DOI/DOI?10.1055/s-0041-103180> (besucht am 28.11.2022).
- [Rau22] Constantin Rauch. „Setup characterisation measurements for grating-based X-ray phase-contrast imaging“. Masterarbeit. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), 2022.
- [RPN91] Stephen E. Reichenbach, Stephen K. Park und Ramkumar Narayanswamy. „Characterizing Digital Image Acquisition Devices“. In: *Optical Engineering* 30.2 (1991), S. 170. ISSN: 00913286. DOI: 10.1117/12.55783. URL: <http://optical%5Cengineering.spiedigitallibrary.org/article.aspx?doi=10.1117/12.55783> (besucht am 26.10.2022).
- [Rit+14] André Ritter u. a. „Simulation Framework for Coherent and Incoherent X-ray Imaging and Its Application in Talbot-Lau Dark-Field Imaging“. In: *Optics Express* 22.19 (22. Sep. 2014), S. 23276. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.22.023276. URL: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-22-19-23276> (besucht am 13.12.2022).
- [Ros69] Kurt Rossmann. „Point Spread-Function, Line Spread-Function, and Modulation Transfer Function: Tools for the Study of Imaging Systems“. In: *Radiology* 93.2 (Aug. 1969), S. 257–272. ISSN: 0033-8419, 1527-1315. DOI: 10.1148/93.2.257. URL: <http://pubs.rsna.org/doi/10.1148/93.2.257> (besucht am 26.10.2022).
- [Sch20] Stephan Schreiner. „Design and characterization of a portable Talbot interferometer for imaging high energy density experiments“. Masterarbeit. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), 2020.
- [Sch+19] M. Schuster u. a. „A Fast Alignment Method for Grating-Based X-ray Phase-Contrast Imaging Systems“. In: *Journal of Instrumentation* 14.08 (5. Aug. 2019), P08003–P08003. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/14/08/P08003. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/14/08/P08003> (besucht am 19.12.2022).
- [Sch16] Max Schuster. „Design und Charakterisierung eines Talbot-Interferometers mit Mikrofokus-Röntgenröhre“. Masterarbeit. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), 2016.
- [Sei+18] Maria Seifert u. a. „Improved Reconstruction Technique for Moiré Imaging Using an X-Ray Phase-Contrast Talbot-Lau Interferometer“. In: *Journal of Imaging* 4.5 (1. Mai 2018), S. 62. ISSN: 2313-433X. DOI: 10.3390/jimaging4050062. URL: <http://www.mdpi.com/2313-433X/4/5/62> (besucht am 24.10.2022).
- [Sha49] Claude Elwood Shannon. „Communication in the presence of noise“. In: *Proceedings of the IRE* 37.1 (1949), S. 10–21.

- [TIK82] Mitsuo Takeda, Hideki Ina und Seiji Kobayashi. „Fourier-Transform Method of Fringe-Pattern Analysis for Computer-Based Topography and Interferometry“. In: *Journal of the Optical Society of America* 72.1 (1. Jan. 1982), S. 156. ISSN: 0030-3941. DOI: 10.1364/JOSA.72.000156. URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=josa-72-1-156> (besucht am 24.10.2022).
- [Tal36] Henry Fox Talbot. „Facts relating to optical science“. In: *The London and Edinburgh Philosophical Magazine and Journal of Science* LXXVI.IV (1836).
- [YL15] Aimin Yan und Xizeng Wu H Liu. „A general theory of interference fringes in x-ray phase grating imaging“. In: *Medical physics* 42.6 (2015), S. 3036–3047.
- [Zan13] Andrea Zang. „Über die Erkennbarkeit fein verteilten Mikrokalks in der interferometrischen Mammographie“. Masterarbeit. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), 2013.

A. Anhang

A.1. Abschätzung der Belichtungszeit für die Messung der Talbot-Muster

Die Qualität des Talbot-Musters bei reduzierter Belichtungszeit kann mit den aufgenommenen Messungen folgendermaßen abgeschätzt werden. Abbildung A.1 zeigt den Mittelwert über einen Teil des Bildes. Das Bild wurde in fünf gleich große Teile geteilt und für jeden Mittelwert wurde ein Teil hinzugenommen. Das bedeutet, dass für jeden hinzugenommenen Teil die Anzahl der detektierten Photonen steigt. Bei einer Vergrößerung der Belichtungszeit wird ebenfalls die Anzahl der detektierten Photonen erhöht. Da das Muster bei einem Mittel über $3/5$ des Bildes dem Verlauf des Mittels über das ganze Bild entspricht, lässt sich mit einer deutlich geringeren Anzahl an Photonen und dementsprechend einer kürzeren Belichtungszeit die gleiche Qualität des Talbot-Musters erreichen. Das Muster verschiebt sich außerdem bei Hinzunahme eines Bildbereichs. Dies liegt daran, dass die Gitterstege nicht perfekt parallel zum Detektor ausgerichtet waren. Allerdings ist die Bewegung so klein, dass sie keine Auswirkung auf die Qualität der Messung hat, besonders im Vergleich zur Verschiebung durch den Fokusdrift. Die Belichtungszeit könnte also für zukünftige Messungen auf wenige Minuten reduziert werden.

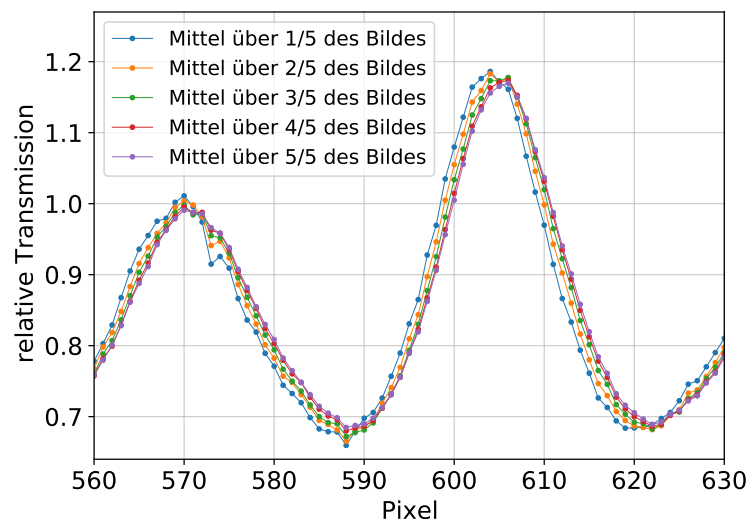


Abbildung A.1.: Ausschnitt eines Talbot-Musters. Das Bild des Talbot-Musters wurde in fünf gleich große Teile geteilt. Dann wurde über $1/5$, $2/5$, $3/5$, $4/5$ und das ganze Bild gemittelt. Dies zeigt die Abbildung.

A.2. Ergänzende Tabellen

Gitterparameter

Nummer	Typ	Periode	Gitterhöhe	Wafer-Material	Wafer-Dicke
8078	G_1	10 μm	25 μm	Polyimide	500 μm
1626	G_2	6 μm	150 μm	Graphit	500 μm
9071	G_2	6 μm	50 μm	Vespel	500 μm
9076	G_2	6 μm	85 μm	Graphit	750 μm

Tabelle A.1.: Parameter der verwendeten Gitter.

Parameter der Röntgenröhre

	DPC-Auflösung	Talbot-Teppich
Fokus des Elektronenstrahls	24.3 μm	25.1 μm
Beschleunigungsspannung	30 kV	30 kV
Leistung	20 W	15.3 W

Tabelle A.2.: Für die Messungen eingestellte Parameter der Liquid-Metal-Jet Röntgenröhre.

A.3. Ergänzende Abbildungen

Talbot-Muster für verschiedene Kippwinkel des G_1

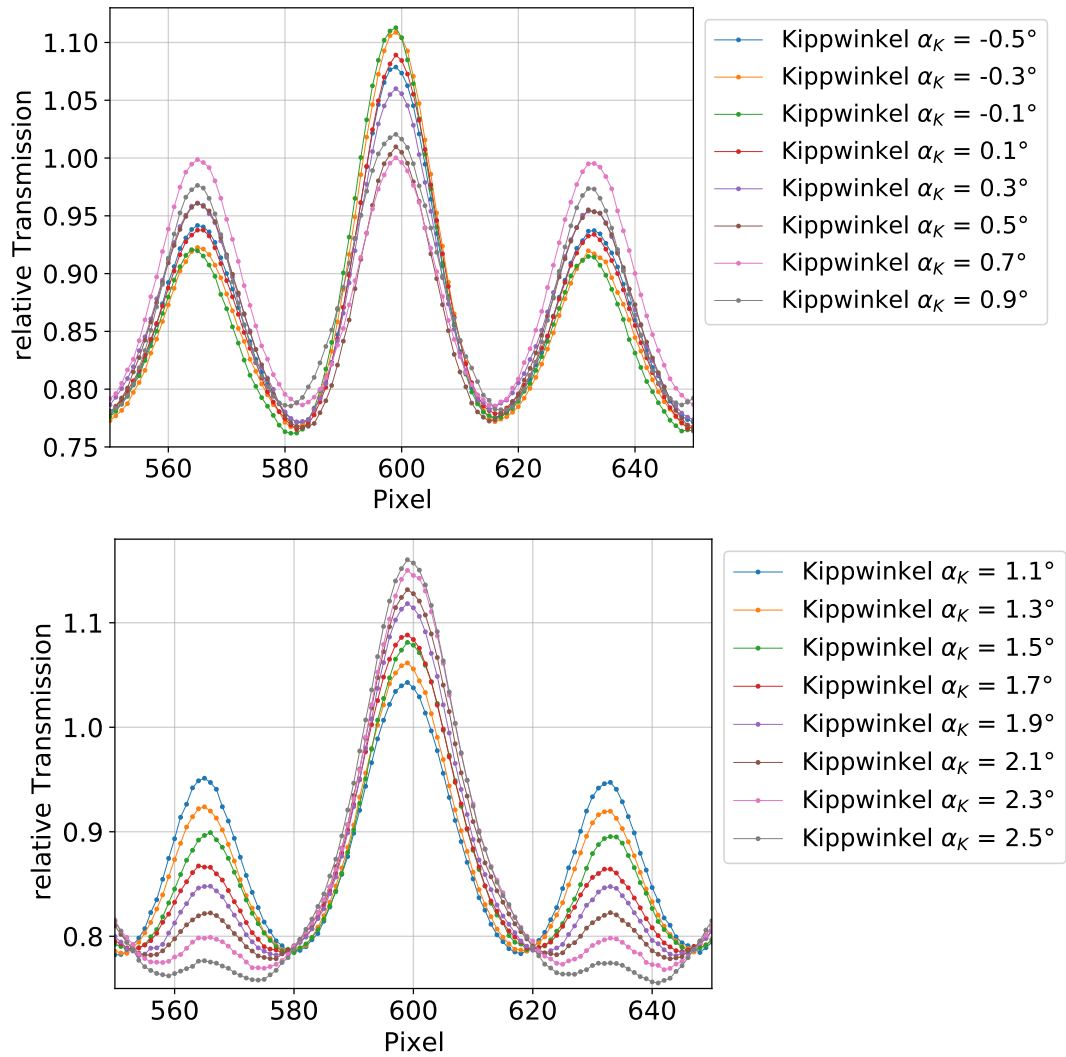


Abbildung A.2.: Talbot-Muster für verschiedene Kippwinkel des G_1 . Es ist die Mitte der Muster und ein kleiner Bereich rechts und links davon gezeigt. Die Bilder wurden so verschoben, dass der Peak bei Pixel 600 in jedem Muster übereinstimmt.

Talbot-Muster für verschiedene Abstände zwischen G_1 und Detektor

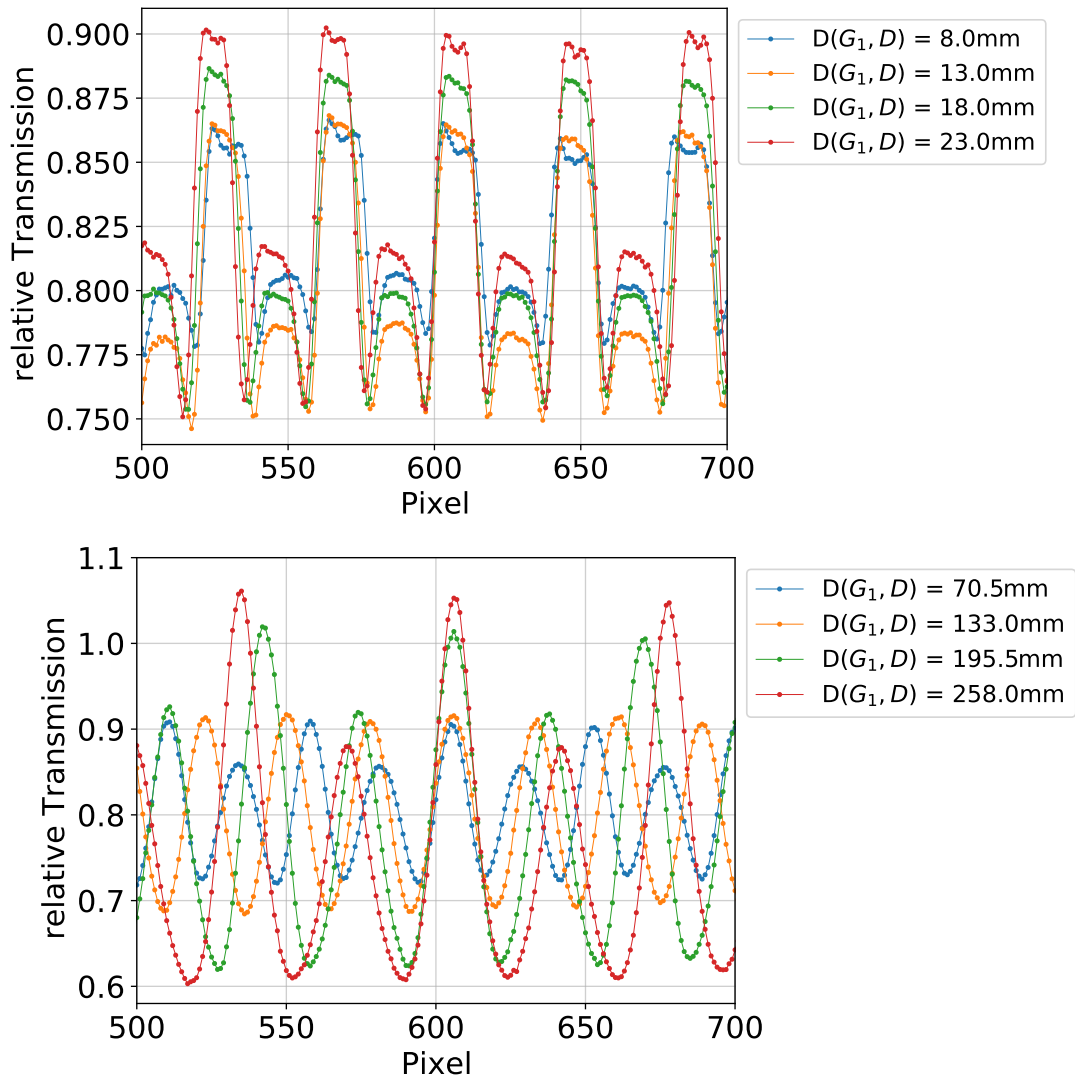


Abbildung A.3.: Talbot-Muster für verschiedene Abstände zwischen G_1 und Detektor. Es ist genau die Mitte der ROI gezeigt, auf welche die Bilder bei der Korrektur des Fokusdrifts zugeschnitten werden. Die Bilder werden so zugeschnitten, dass im Muster jedes Abstandes ein Peak bei Pixel 610 liegt.

Gesamter gemessener Talbot-Teppich

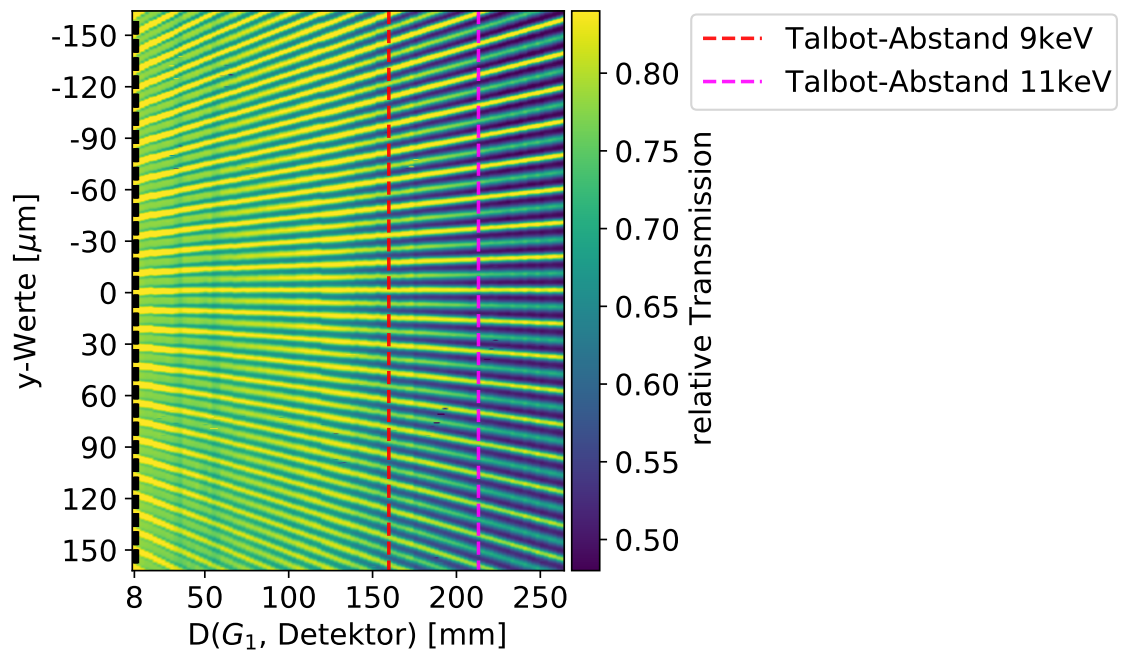


Abbildung A.4.: Gemessener Talbot-Teppich. Die y-Achse beschreibt die Pixel, die x-Achse gibt die Abstände des Detektors vom G₁ an. Links im Bild in schwarz sind die Gitterstege gezeigt. Die Farbskalierung zeigt die relative Transmission an, da jede Abstandsmessung durch eine Gain-Messung im ungefähr gleichen Abstand dividiert wurde.

Fourier-Transformation eines Talbot-Musters

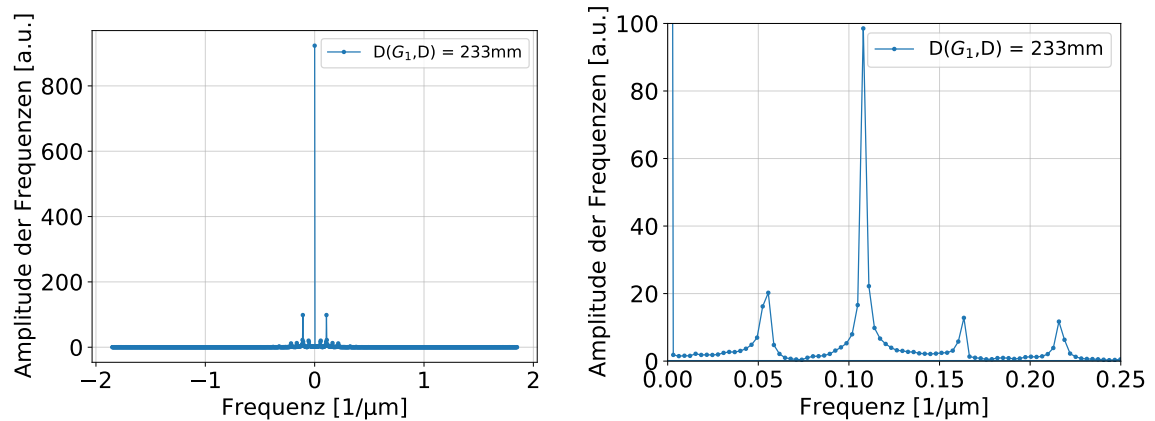


Abbildung A.5.: Fourier-Transformation des Talbot-Musters in Abbildung 3.3 für den Abstand $D(G_1, D) = 233 \text{ mm}$. **Links:** Gesamtes Spektrum der Fourier-Transformation. **Rechts:** Ausschnitt aus dem Spektrum der Fourier-Transformation. Es sind insbesondere die Peaks bei einfacher und doppelter Gitterfrequenz zu erkennen und deren erste Harmonische, welche bei dreifacher bzw. vierfacher Gitterfrequenz liegen.

Fokusdrift während der Messung des DPC-Targets

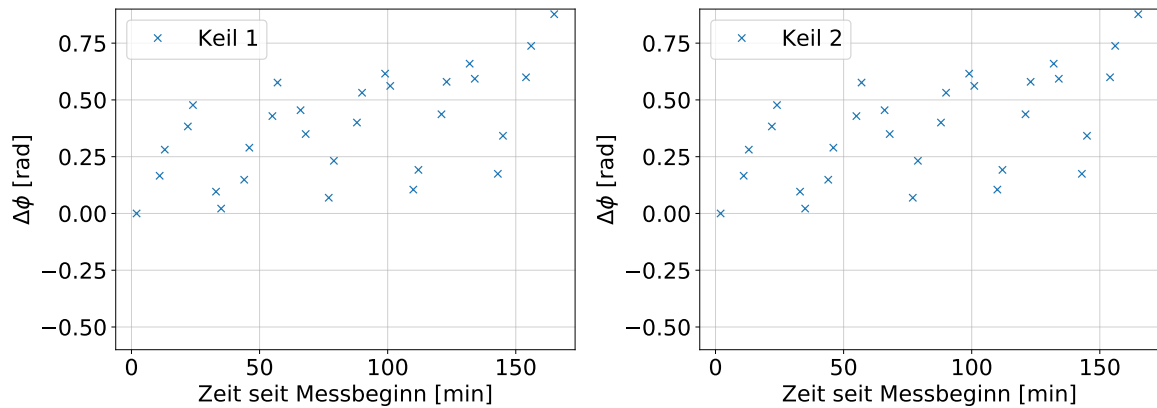


Abbildung A.6.: Berechneter Fokusdrift für die Messung von Keil 1 bzw. Keil 2. Die Achse zeigt die Zeit seit Beginn der Messung des jeweiligen Keils an.

Korrelation der MTF mit der Visibilität

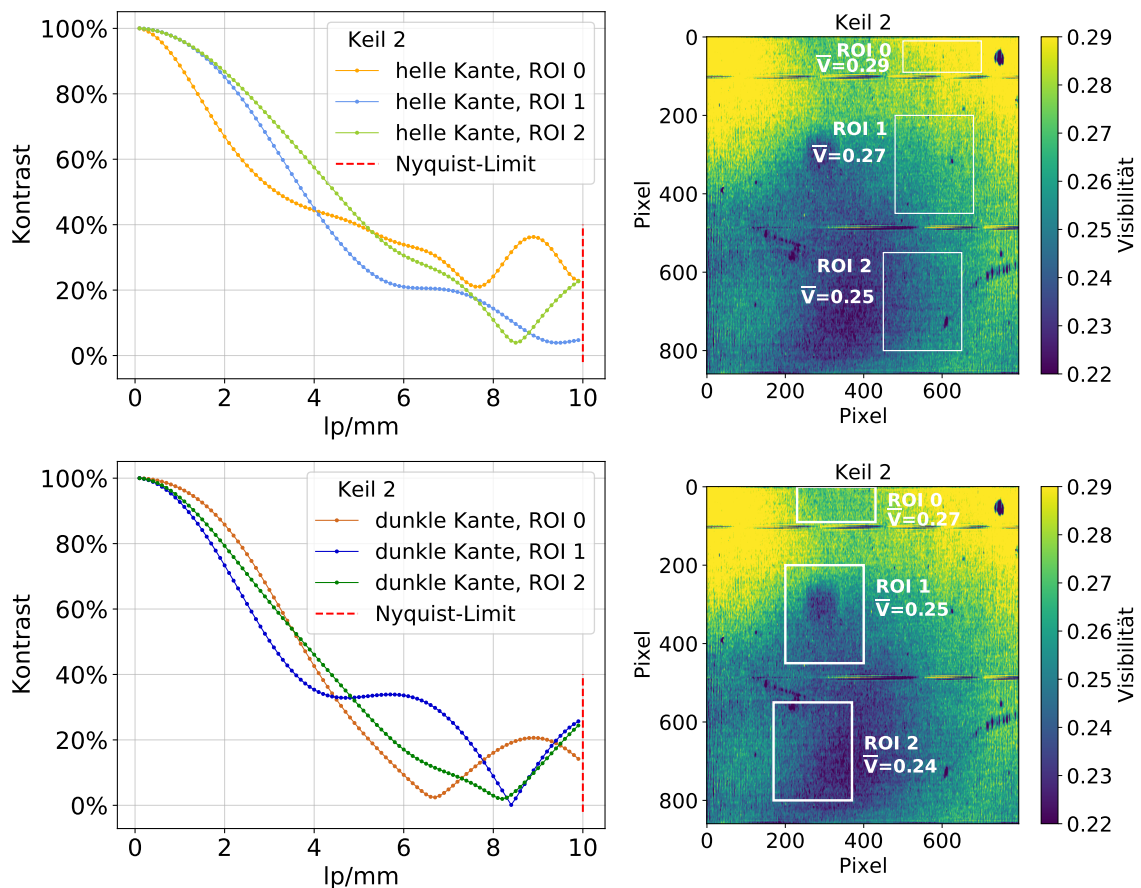


Abbildung A.7.: MTF und Visibilität der beiden Außenkanten des Keil 2 in drei verschiedenen Gitterbereichen. **Links:** MTF der Außenkanten in den jeweiligen Gitterbereichen. **Rechts:** Visibilität der gesamten Aufnahme und Kennzeichnung der drei Gitterbereiche, in denen die MTF bestimmt wurde. Der Mittelwert der Visibilität im jeweiligen Bereich ist in schwarz notiert.

Transmissionsbild der Wolframkante

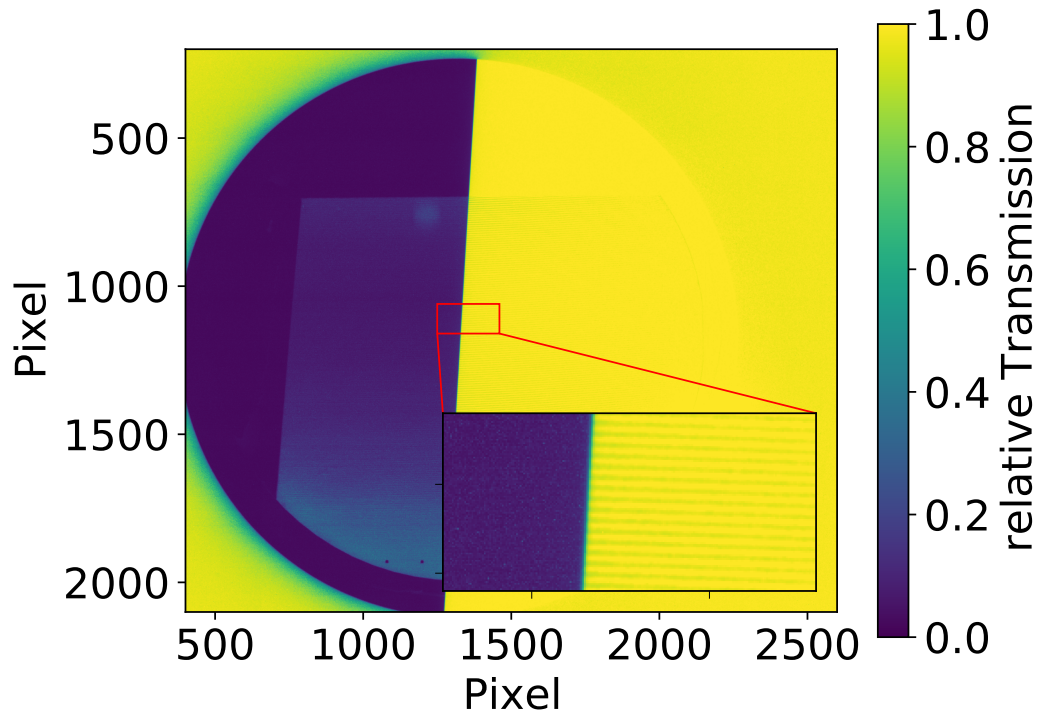


Abbildung A.8.: Transmissionsbild der Wolframkante, gemessen mit dem üblichen G_1 und dem G_2 9076. Das G_2 war um 90° plus dem Verkipfungswinkel der DPC-Messungen um das G_1 verkippt. Die Abbildung zeigt die erste Objektmessung geteilt durch die erste Referenzmessung. Im Bildausschnitt ist deutlich ein Streifenmuster sichtbar.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Erlangen, 21.12.2022

Ort, Datum

Unterschrift