

Bachelorarbeit aus der Physik

Vergleich der Visibilität und der Auflösung zwischen dem inversen und konventionellen Setup in der Phasenkontrast- Röntgenbildgebung

vorgelegt von
Gian Luca Nestola
am 27 November 2020

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



Betreuer: Prof. Dr. Gisela Anton

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 5 |
| 2 | Grundlagen | 7 |
| 2.1 | Quellen der Röntgenstrahlung | 7 |
| 2.2 | Wellengleichung und der komplexe Brechungsindex | 8 |
| 2.3 | Wechselwirkung von Strahlung mit Materie | 9 |
| 2.3.1 | Comptoneffekt | 9 |
| 2.3.2 | Photoeffekt | 10 |
| 2.3.3 | Paarbildung | 11 |
| 2.4 | Gitterbasierte Röntgen-Phasenkontrastbildgebung | 12 |
| 2.4.1 | Talbot-Lau-Interferometrie | 13 |
| 2.4.2 | Phase-stepping | 13 |
| 2.4.3 | Konventionelles und Inverses Setup | 15 |
| 2.5 | Bildentstehung | 16 |
| 2.5.1 | Visibilität | 16 |
| 2.5.2 | Differentielles Phasenbild | 18 |
| 2.5.3 | Dunkelfeldbild | 18 |
| 3 | Versuchsaufbau und Verwendete Hilfsmittel | 21 |
| 3.1 | Versuchsaufbau | 21 |
| 3.2 | Verwendete Software | 24 |
| 4 | Auswertung | 27 |
| 4.1 | Das Justieren der Aufbauten | 27 |
| 4.2 | Vergleich der Simulation zu den durchgeführten Messungen | 28 |
| 4.3 | Die Visibilitäten des inversen und des konventionellen Aufbaus | 30 |
| 4.4 | Auflösungsvergleich zwischen konventionellem und inversen Aufbau | 33 |
| 4.5 | Die geometrische Vergrößerung beim inversen Aufbau | 36 |
| 4.6 | Vergleich von Phasenbildern | 39 |
| 5 | Zusammenfassung und Ausblick | 41 |
| | Literatur | 43 |

1 Einleitung

Im Jahr 1895 wurde die Röntgenstrahlung von W.C. Röntgen [EKS06] durch Zufall entdeckt. Bereits nach kurzer Zeit wurden ihm das Potenzial dieser Strahlung im medizinischen Bereich bewusst. Auch andere Bereiche wie die Materialforschung oder die Qualitätssicherung nutzen die Strahlung und die absorbierenden Eigenschaften unterschiedlichster Materialien. Da sich manche Materialien nicht immer im Absorptionsbild unterscheiden lassen, wurde in den letzten Jahren die gitterbasierte Röntgen-Phasenkontrastbildung durch die Forschung von Atsushi Momose [Mom+03], Timm Weitkamp [Wei05] und Franz Pfeiffer [Pfe+06] ermöglicht. Dort werden neben der Absorption, auch der Phasenversatz, der bei der Propagation durch die Materie entsteht, analysiert. Dies eröffnet viele neue Möglichkeiten Röntgenstrahlung sowohl in der Medizin als auch in anderen Forschungsbereichen einzusetzen. Eine neuartige Anwendung ist das wieder leslich machen alter Schriftstücke, die nicht mehr geöffnet werden können. Um dies zu realisieren, wird eine gute Phasensensitivität bei hoher Auflösung benötigt. Im Rahmen dieser Arbeit widme ich mich der Frage, ob das von Donath in seiner Veröffentlichung [Don+09] vorgestellte inverse Setup die gewünschten Eigenschaften für eine gute Auflösung bei gleichzeitig hoher Visibilität liefern würde. Hierzu werden bei unterschiedlichen Abständen und Röhrenspannungen diese beiden Parameter bei den beiden Setups verglichen.

2 Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden die benötigten theoretischen Grundlagen erläutert. Zu Beginn wird genauer auf die Röntgenstrahlung und deren Wechselwirkungen eingegangen. Im Anschluss daran wird die gitterbasierte Röntgen-Phasenkontrastbildung und deren physikalische Effekte erläutert.

2.1 Quellen der Röntgenstrahlung

Als Röntgenstrahlung wird eine ionisierende Strahlung bezeichnet, die Teil des elektromagnetischen Spektrums ist [Dem10]. Die Wellenlänge liegt zwischen den Bereichen der UV-Strahlung und der γ -Strahlung. Die dazugehörige Energie kann mittels

$$E = h \cdot f = h \frac{c}{\lambda}, \quad (2.1)$$

berechnet werden. In dieser Gleichung ist h das Plancksche Wirkungsquantum, f die Frequenz, c die Lichtgeschwindigkeit in Vakuum und λ die Wellenlänge. Röntgenstrahlung kann dabei auf zwei unterschiedliche Arten entstehen. Dabei wird zwischen charakteristischer Strahlung und Bremsstrahlung unterschieden. Die charakteristische Strahlung entsteht durch den Übergang eines angeregten Atoms in einen niedrigen Energiezustand. Die Bremsstrahlung hingegen entsteht, wenn ein elektrisch geladenes Teilchen ausreichend abgebremst, oder abgelenkt wird. Die frei werdende Energie dieses Vorgangs wird in Wärme und Röntgenstrahlung abgegeben. Natürliche Röntgenstrahlung existiert auf der Erde quasi nicht. Im Labor wird sie mit einer medizinischen Drehanodenröhre erzeugt. Allgemein werden bei Röntgenröhren Elektronen mittels Glühemission aus einer beheizten Kathode gelöst und diese anschließend durch ein elektrisches Feld zur Anode hin beschleunigt. Dort erzeugen sie Wärme und Röntgenstrahlung. Der schematische Aufbau einer solchen evakuierten Röntgenröhre lässt sich in Abbildung 2.1 sehen.

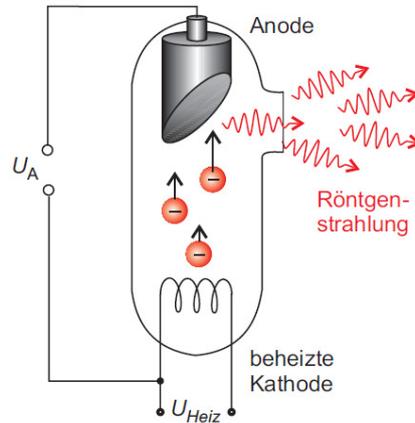


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau einer evakuierten Röntgenröhre, hier werden die von der Kathode zur Anode hin beschleunigten Elektronen als rote Kugeln mit einem '−' dargestellt. [EKS06]

2.2 Wellengleichung und der komplexe Brechungsindex

Eine ebene Welle, mit der Röntgenstrahlung beschrieben werden kann, ist gegeben durch:

$$\Psi(z, t) = \Psi_0 \cdot e^{-i(kz - \omega t)}. \quad (2.2)$$

Diese Gleichung lässt sich aus den Maxwellgleichungen herleiten und kann zum Beispiel in [Dem17a] nachvollzogen werden. In der oberen Gleichung bezeichnet k die Wellenzahlvektor und ω die Winkelgeschwindigkeit. Um den Phasenversatz und die Absorption zu bestimmen, wird der sogenannte Brechungsindex benötigt. Dieser lässt sich als Verhältnis der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht in Vakuum zu der im Medium definieren

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r}, \quad (2.3)$$

ϵ_r ist die Dielektrizität und μ_r die Permeabilität. Der Brechungsindex n ist eine komplexe Zahl und kann als $n = n_r - i\beta$ dargestellt werden. Hierbei ist n_r der Realteil des Brechungsindex. Wird k als $k = k_0 \cdot n$ ausgedrückt und in Gleichung 2.2 eingesetzt, so erhalten wir:

$$\Psi(z, t) = \Psi_0 \cdot e^{-k_0 \beta z} \cdot e^{i(\omega t - k_0 n_r z)}. \quad (2.4)$$

Wird fortan der Teil ohne i im Exponenten der e -Funktion betrachtet, so erhalten wir das Lambert-Beersche Absorptionsgesetz

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu z} = I_0 \cdot e^{-k_0 \beta z}, \quad (2.5)$$

mit dem Absorptionskoeffizient $\mu = k_0\beta$. Die zweite e -Funktion $e^{i(\omega t - k_0 n_r z)}$ beschreibt folglich den Phasenversatz der Wellenfunktion. Wie so eine Welle sich verhält, wenn sie ein Objekt durchdringt, kann in Abbildung 2.2 nachvollzogen werden. Hierbei ist im oberen Teil der Grafik eine Welle dargestellt, welche durch Vakuum propagiert. Im unteren Teil ist die gleiche Welle abgebildet, während sie durch Materie propagiert, wodurch sich eine Änderung der Phase $\Delta\Phi$ und der Amplitude $\Delta\Psi$ ergibt.

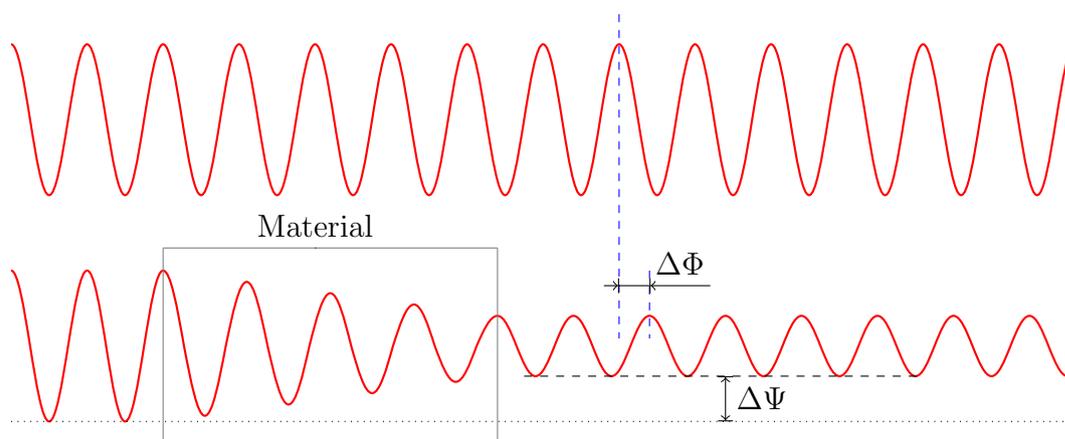


Abbildung 2.2: Im oberen Teil ist eine Welle dargestellt, die durch Vakuum propagiert. Im unteren Teil die gleiche Welle, wenn sie durch Materie propagiert. Dabei sind deutlich die Veränderungen der Phase $\Delta\Phi$ und der Amplitude $\Delta\Psi$ zu erkennen.

2.3 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Im folgenden Kapitel werden die drei grundlegenden Wechselwirkungen (Comptoneffekt, Photoeffekt und Paarbildung) zwischen Strahlung und Materie zusammengefasst. Fortführend wird von Gammastrahlung gesprochen, wenn die Strahlung ihren Ursprung in einem radioaktiven Zerfallsprozess hat. Entsteht die Strahlung hingegen bei einem anderen Prozess, so reden wir von Röntgenstrahlung.

2.3.1 Comptoneffekt

Der Comptoneffekt beschreibt den elastischen Stoß zwischen einem Photon und einem freien Elektron [Dem10]. Dieser Effekt tritt vor allem bei hohen Energien auf. Das Photon wird dabei um den Winkel ϑ und das Elektron um den Winkel φ abgelenkt. Es wird jedoch nur ein Teil der Energie des Photons an das Elektron

übertragen. Daraus folgt, dass das Photon anschließend eine veränderte Wellenlänge und das Elektron eine kinetische Energie besitzt. Abbildung 2.3 stellt das entstehende Impulsdiagramm da.

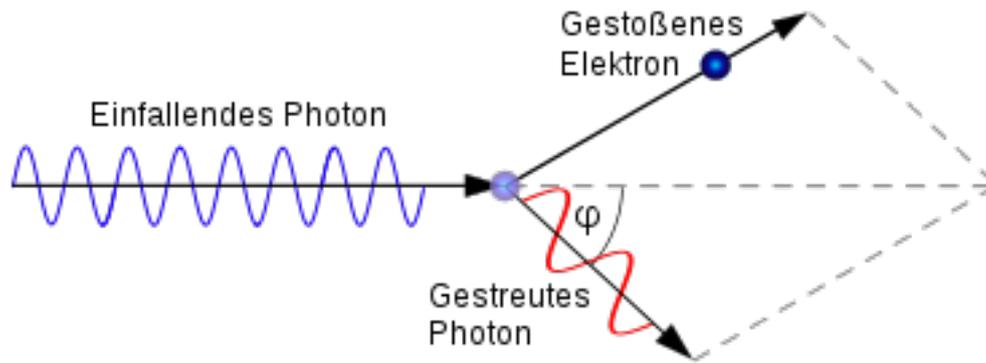


Abbildung 2.3: Comptoneffekt als Impulsdiagramm des Stoßprozesses von Photon und Elektron [Wik20]

Mittels Energie- und Impulserhaltung lässt sich die Comptonstreuformel aufstellen, welche die Änderung der Wellenlänge $\Delta\lambda$ mit dem Ablenkwinkel ϑ in Zusammenhang bringt.

$$\Delta\lambda = \lambda_C(1 - \cos\vartheta) \quad (2.6)$$

λ_C ist hierbei die Comptonwellenlänge $\lambda_C = \frac{h}{mc} = 2.43 \times 10^{-12} \text{ m}$.

2.3.2 Photoeffekt

Als Photoeffekt wird der Prozess der Emission eines Elektrons aus der i -ten Schale der Elektronenhülle infolge der Absorption eines Photons durch das Atom bezeichnet. Nach Einstein beträgt die kinetische Energie des beim Photoeffekt entstehenden Photoelektrons [Dem10]

$$E_e = E_\gamma - E_B^{(i)} \quad \text{mit } i \in \{K, L, M, \dots\}. \quad (2.7)$$

Hierbei entspricht $E_\gamma = h\nu$ die Energie des γ -Quants ist und $E_B^{(i)}$ der Bindungsenergie eines Elektrons auf der i -ten Schale entspricht. Als K wird die innerste Schale bezeichnet, L bezeichnet die zweite Schale, usw..

Da der Photoeffekt nur an gebundenen Elektronen auftreten kann, entstehen Maxima im Wirkungsquerschnitt genau bei den Energien am Ort an dem $E_\gamma = E_B^{(i)}$ ist. Unterhalb dieser Energien kann der Photoeffekt nur an den jeweils höheren Schalen und den dort schwächer gebundenen Elektronen auftreten. Der Photoeffekt lässt

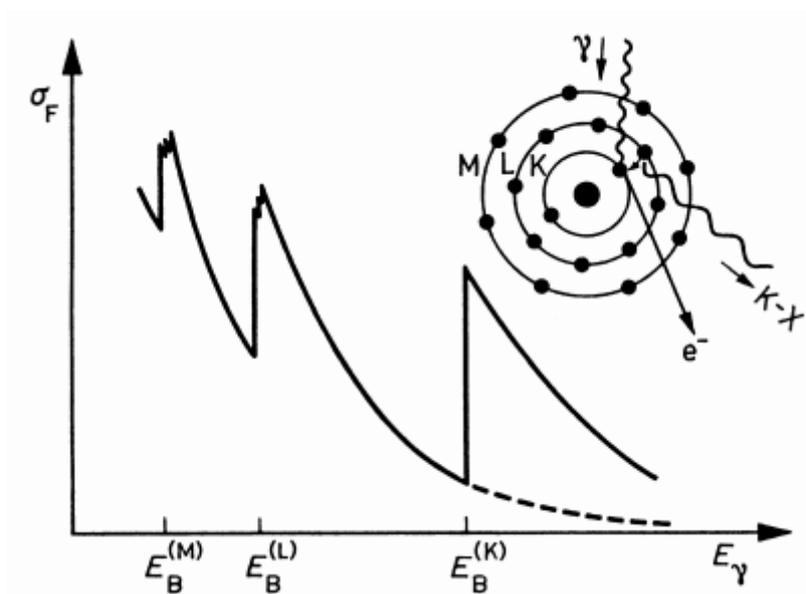


Abbildung 2.4: Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts in Abhängigkeit von E_γ

sich in Abbildung 2.4 erkennen.

Der Wirkungsquerschnitt σ_F gibt die Wahrscheinlichkeit des Auftretens des Photoeffektes an. Dabei tritt dieser bei höherer Bindungsenergie aufgrund anderer Wechselwirkungen seltener auf.

2.3.3 Paarbildung

Als Paarbildung wird der Prozess bezeichnet, bei dem ein Elektron-Positron-Paar aufgrund der Absorption eines energiereichen Photons im Coulomb-Feld des Kerns oder eines Hüllenelektrons entsteht.

In einem Abstand zum Kern, der circa der Comptonwellenlänge λ_C entspricht, entsteht aufgrund der Impulsübertragung auf den Kern bzw. sein Coulomb-Feld ein Elektron-Positron-Paar. Dazu ist eine gewisse Schwellenenergie nötig [Dem17b]:

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 \left(1 + \frac{m_e}{m_{Kern}}\right) \approx 2m_e c^2 = 1.02 \text{ MeV} \quad (2.8)$$

Der Paarbildungseffekt kann außerdem im Coulomb-Feld eines Hüllenelektrons auftreten. Dies geschieht deutlich seltener als der Paarbildungseffekt im Coulomb-Feld des Kerns und wird deshalb oft vernachlässigt. Im Falle des Paarbildungseffekts im Coulomb-Feld eines Hüllenelektrons entsteht neben dem Teilchen-Antiteilchen Paar ein zusätzliches freies Elektron, welches zuvor aus seiner Schale gelöst wurde. In

jenem Fall wird

$$E_\gamma \geq 4m_e c^2, \quad (2.9)$$

benötigt. Diese Energie teilt sich auf die Entstehung des Elektron-Positron-Paares und die kinetische Energie des zusätzlichen freien Elektrons auf.

2.4 Gitterbasierte Röntgen-Phasenkontrastbildung

Durchdringt eine Wellenfront ein Material, kommt es neben der Abschwächung der Intensität zu einem Phasenversatz (siehe Abbildung 2.2). Die Absorption sowie der Phasenversatz liefern Informationen über das untersuchte Material. Im Gegensatz zum klassischen Röntgen wird beim Phasenkontrastverfahren nicht nur die Absorption des untersuchten Materials analysiert, sondern auch der Phasenversatz. Um diesen Phasenversatz rekonstruieren zu können, müssen einige Vorkehrungen getroffen werden, da sich der Phasenversatz nicht direkt mit einem Detektor messen lässt. Dazu wird in dieser Arbeit ein gitterbasierter interferometrischer Aufbau verwendet. Dazu werden einige physikalische Effekte genutzt, die im folgenden erläutert werden.

Lau-Effekt

Um gitterbasierte Röntgen-Phasenkontrastbildung durchzuführen, ist räumliche Kohärenz nötig, die bei klassischen medizinischen Röntgenröhren aufgrund ihrer hohen Leistung nicht gegeben ist. Um trotzdem mit Röntgenstrahlung messen zu können wird der Lau-Effekt [Lau18] genutzt. Es wird hierzu ein als Quellgitter bezeichnetes Gitter G_0 in den Strahlengang eingefügt, welches viele Linienquellen erzeugt. Diese Linienquellen sind zwar weiterhin zueinander räumlich inkohärent, jedoch in jedem Spalt für sich kohärent [Pfe+06]. Es ist außerdem darauf zu achten, dass die Gitterperioden per Strahlensatz aufeinander angepasst werden. Dies ist auch in Abbildung 2.5 in Teil (b) angedeutet. Ein weiteres Problem ist, dass es durch die Gitter zu Absorption von Strahlung kommt. Alternativ kann z.B. eine Liquid Metal Jet verwendet werden, welche ausreichend räumlich kohärente Strahlung liefert, sodass kein Quellgitter nötig ist.

Talbot-Effekt

Der Talbot-Effekt wurde das erste mal im Jahr 1836 von W.H.F. Talbot beobachtet [FRS36]. Dabei erkannte er bei seinen Versuchen mit Licht, dass sich ein Gitter, welches sich im Strahlengang befindet, nach einem gewissen Abstand reproduziert.

Dies bedeutet, dass sich das Gitter als Intensitätsmuster periodisch wiederholt abbildet. Der Abstand an dem sich das Gitter reproduziert wird Talbotabstand genannt. Dabei lässt sich der m -te Abstand mathematisch bestimmen mit:

$$d_T = \frac{j}{\eta^2} \cdot \frac{p_1^2}{2\lambda}. \quad (2.10)$$

p_1 bezeichnet dabei die Periodizität des Gitters G_1 , λ die Wellenlänge und η den Gitterparameter [Yan15]. Um möglichst wenig Absorption durch das Gitter zu verursachen, wird meist ein Phasengitter verwendet. Bei einem $\pi/2$ -Phasengitter beträgt $\eta = 1$ und bei einem π -Phasengitter $\eta = 2$. Für ein Phasengitter beträgt $j = 2m - 1$ und für ein Absorptionsgitter ist $j = 2m$ und $\eta = 1$. Bei dieser Definition, wird m für die halben Talbotabstände benutzt. Gleichung 2.10 gilt nur für ebene Wellen. Da wir uns aber mit Kugelwellen beschäftigen, ändert sich der Talbotabstand zu:

$$d_{t_{kugel}} = d_T \cdot \frac{l}{l - d_T}, \quad (2.11)$$

wobei l den Abstand zwischen Quelle und Gitter bezeichnet.

2.4.1 Talbot-Lau-Interferometrie

Das Talbot-Lau-Interferometer besteht aus drei Gittern und einem Detektor, die sich allesamt im Strahlengang befinden. Der Strahl trifft zu erst auf das Gitter G_0 , welches als Quellgitter bezeichnet wird. Das Quellgitter wird verwendet um den Lau-Effekt zu nutzen (siehe Abschnitt 2.4). Dabei wird meist ein Absorptionsgitter verwendet, damit möglichst kohärente Strahlung entsteht. Als nächstes befindet sich das Phasengitter, oder G_1 , im Strahlengang. Das Phasengitter soll im Gegensatz zum G_0 möglichst wenig Strahlung absorbieren und besitzt deshalb eine geringe Steghöhe. G_1 erzeugt, wie bereits in Abschnitt 2.4 erklärt, Talbotmuster in bestimmten Abständen. Exakt in einem solchen Talbotabstand befindet sich das Gitter G_2 , welches auch als Abtastgitter bezeichnet wird. Das Abtastgitter ist wie das Quellgitter ein Absorptionsgitter und besitzt demnach eine hohe Steghöhe. Abschließend befindet sich der Detektor im Strahlengang. Sowohl der Talbot-, als auch der Lau-Effekt lassen sich in Abbildung 2.5 nachvollziehen.

2.4.2 Phase-stepping

Da die Größe eines Detektorpixels die Periode des Talbot-Musters überschreitet, wird das sogenannte Phase-stepping genutzt, um das Muster trotzdem auflösen

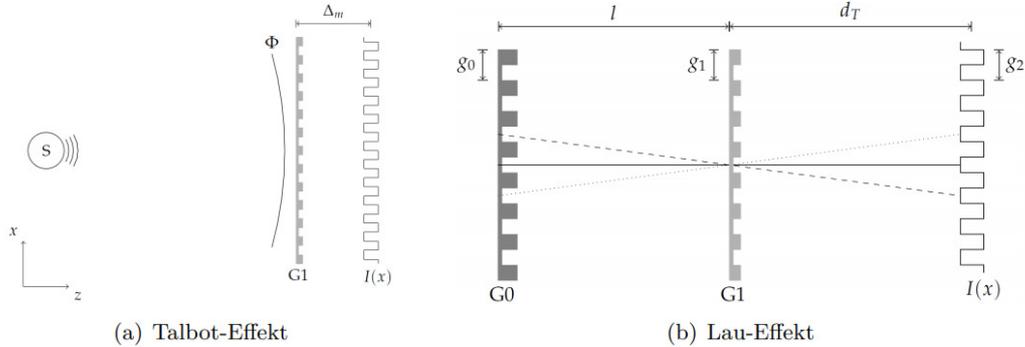


Abbildung 2.5: Talbot-Lau-Interferometer. Im Bild (a) ist der Talbot-Effekt abgebildet, wo sich ein Gitter, welches sich im Strahlengang befindet im Talbotabstand periodisch reproduziert. Im Bild (b) ist der Lau-Effekt dargestellt. Hier wird aus Strahlung einer nicht kohärenten Quelle eine in jedem Strahl einzeln betrachtete räumlich kohärente Strahlung erzeugt. Beide zusammen ergeben ein Talbot-Lau-Interferometer. [Web13]

zu können. Dabei wird ein Abtastgitter G_2 verwendet, damit das Phasensignal rekonstruiert werden kann. Das Gitter wird dabei in Bruchteilen der Periode p_2 entlang der transversalen Richtung um eine Periode verfahren, wobei an jeder Position für jeden Detektorpixel der Messwert abgespeichert wird. Dieser Messwert wird nun für jeden Detektorpixel über den jeweiligen Phasestep aufgetragen, wie in Abbildung 2.6 angedeutet. Es sind dabei mindestens 3 solcher Phasesteps nötig, um eine Rekonstruktion durchzuführen [Wei05], wobei in der unteren Abbildung zehn solche Steps angedeutet sind. In der Theorie ergibt sich dadurch eine Dreiecksmodulation, wobei diese in der Praxis annäherungsweise einer Sinuskurve gleicht. Als Rekonstruktionsfunktion wird mit der folgende Funktion angenähert

$$A + B(k \cdot x + \Phi). \quad (2.12)$$

Hierbei beschreibt A den Mittelwert der Intensität, B die Amplitude der Schwingung und Φ die Phase. Um die Absorption und den Phasenverschub zu erhalten, muss ein Referenzbild ohne Probe im Strahlengang aufgenommen werden. Anschließend wird die Rekonstruktion des Referenzbildes mit der Rekonstruktion des Objektbildes verglichen. Für die Periodizität des Abtastgitters ist zu beachten, dass diese dem Intensitätsprofil am Ort von G_2 entsprechen soll. Somit ergibt sich für ein $\pi/2$ -Gitter die halbe Periodizität von G_1 und für ein π -Gitter die ganze Periodizität. Aufgrund des vergrößernden Effekts der Kugelstrahlen, weichen die Verhältnisse voneinander ab.

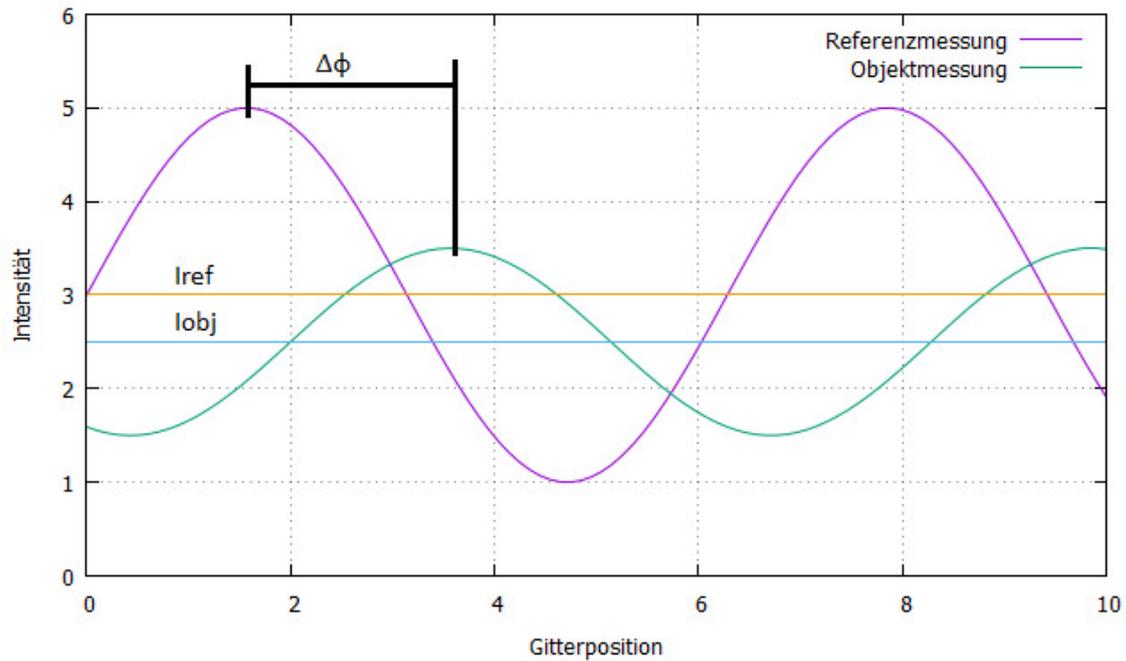


Abbildung 2.6: Schematische Abbildung des Phasesteppingprozesses, wobei hier die Intensität gemessen in einem beliebigen Detektorpixel über zehn verschiedene Gitterpositionen aufgetragen wurde. Es werden für unterschiedliche G_2 Positionen jeweils eine Referenz- und eine Objektmessung aufgenommen. Aus dem Unterschied zwischen Amplitude und Phase zwischen diesen Messungen, lassen sich drei unterschiedliche Bilder erzeugen, welche im folgenden Verlauf genauer beschrieben werden.

2.4.3 Konventionelles und Inverses Setup

Der bis zu diesem Punkt verwendete konventionelle Aufbau (siehe Abbildung 2.7 beinhaltet drei Gitter. G_0 befindet sich nahe an der Quelle, dann ein großer Abstand zu G_1 und abschließende ein kleiner Abstand zu G_2 , welches sich wiederum nahe am Detektor befand. Die zu untersuchende Probe befindet bei diesem Aufbau meist zwischen G_0 und G_1 . T Donath [Don+09] thematisiert in einer Veröffentlichung von 2009 das sogenannte inverse Setup, dabei tauschen sowohl die Abstände zwischen den Gittern, als auch die nötigen Gitterperioden. Dies ist in Abbildung 2.7 als inverses Setup bezeichnet. Vorteile, die durch den inversen Aufbau erhofft werden, sind, dass sich die gleiche Sensitivität bei einer höheren Vergrößerung erreichen lässt. Die Sensitivität ist bei der gitterbasierten Röntgen-Phasenkontrastbildung ausschlaggebend für die Qualität des Dunkelfeld- bzw. Phasenbildes. Darüber hinaus, werden die Gitter mit niedrigerer Gitterperiode in kleinerer Ausführung benötigt,

was Materialkosten sparen würde.

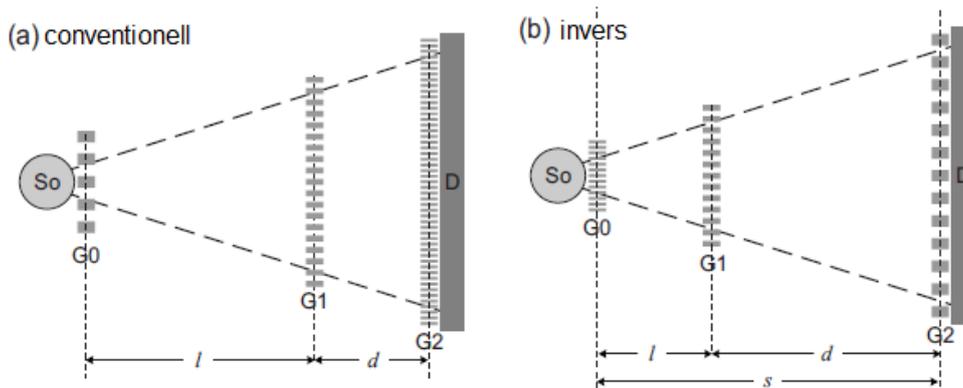


Abbildung 2.7: Die beiden verwendeten Setups. Im Teil (a) ist das konventionelle Setup dargestellt, bei Teil (b) das inverse Setup ([Don+09] bearbeitet). Hier ist S_0 die Strahlungsquelle und D der Detektor.

2.5 Bildentstehung

Im folgenden Kapitel wird erläutert, wie aus der Absorption und dem Phasenversatz die unterschiedlichen Bildtypen entstehen und welche Informationen man aus diesen Bildern gewinnen kann.

2.5.1 Visibilität

Die Visibilität ist ein Maß für die Güte des Interferometers, wobei sich diese im Referenzbild wie folgt bestimmen lässt [Lud20]:

$$V = \frac{A}{\langle I \rangle} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.13)$$

Hierbei bezeichnet A die Amplitude und $\langle I \rangle$ die mittlere Intensität der Phasestep-pingkurve. Die Visibilität kann darüber hinaus als Kontrast des Talbot-selbstabbildes aufgefasst werden. Dieser Kontrast, beziehungsweise diese Visibilität, ist entscheidend für alle Messungen und kann deshalb als Qualitätsfaktor des gesamten Aufbaus bestimmt werden. In Gleichung 2.10 ist zu sehen, dass der Talbotabstand mit der Wellenlänge und somit auch mit der Energie der Photonen zusammenhängt. Somit lässt sich folgern, dass die Visibilität bei unterschiedlichen Photonenenergien schwankt. Die Energie, bei der die maximale Visibilität erreicht wird, wird

Designenergie genannt. Das bereits aus dem klassischen Röntgen bekannt Absorptionsbild wird bestimmt durch die Abschwächung der Intensität durch die Wechselwirkungen mit Materie, also Comptonstreuung, Photoeffekt und Paarbildung. Einen guten Kontrast erhält man im Absorptionsbild, wenn absorptionsstarke und absorptionschwache Materialien aneinander angrenzen. Ein solches Absorptionsbild ist in Abbildung 2.8 zu sehen. In dieser Abbildung sind vier unterschiedlich präparierte Gummibären zu sehen, wobei Gummibär (a) unpräpariert ist, der Gummibär (b) mit einem Holzspieß durchbohrt ist, in Gummibär (c) steckt eine Stecknadel aus Metal und Gummibär (c) ist mit PMMA - Kugeln präpariert. Das Absorptionsbild lässt sich anhand der folgenden Gleichung berechnen

$$ABS = -\ln\left(\frac{I_{\text{obj}}}{I_{\text{ref}}}\right). \quad (2.14)$$

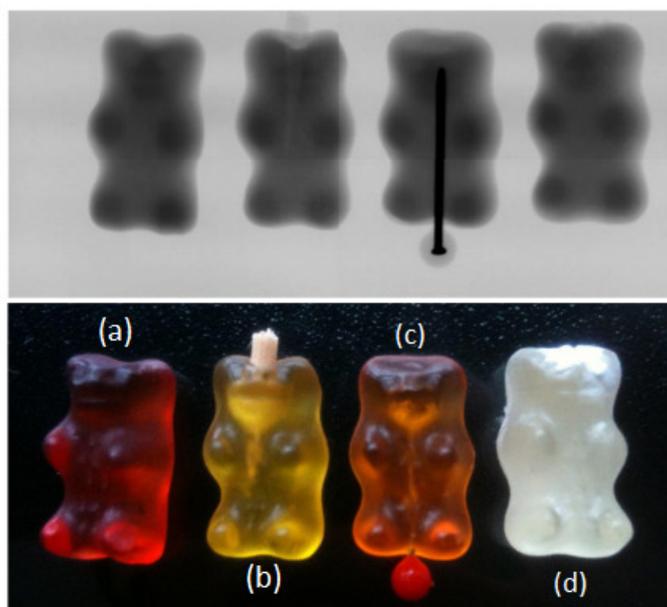


Abbildung 2.8: Absorptionsbild und Fotografie der vier Gummibären. Im oberen Bildteil ist das Absorptionsbild der Gummibären dargestellt. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass unterschiedliche Absorptionseigenschaften von Materialien unterschiedlichen Kontrast erzeugen. Unten: Fotografie der unterschiedlich präparierten Gummibären. (a) das unpräparierte Gummibär, Gummibär (b) wurde mit einem Holzspieß durchbohrt, Gummibär (c) mit einer Stecknadel aus Metal und Gummibär (d) mit vielen PMMA - Kugeln von $6\mu\text{m}$ Durchmesser am/auf Kopf und einer sehr dünnen Schicht am Rücken [Zan13] (bearbeitet).

2.5.2 Differentielles Phasenbild

Neben der Absorption von Strahlung kann auch deren Ablenkung analysiert werden. Die Ablenkung der Strahlung erzeugt in der Phase-steppingkurve einen Versatz der Phase zwischen der Referenz und der Objektmessung (siehe Abbildung 2.6). Berechnet werden kann dies mit

$$\Delta\phi = \phi_{\text{ref}} - \phi_{\text{obj}}. \quad (2.15)$$

Somit lassen sich insbesondere Kanten und Übergänge zwischen zwei unterschiedlichen Materialien auf dem differentiellen Phasenbild erkennen. Dies sieht man auch auf der Abbildung 2.9, auf der sich die Konturen der Objekte (am Beispiel der Gummibären) sowie die Übergänge zwischen Holzspieß (Gummibär (b)) beziehungsweise Stecknadel (Gummibär (c)) und Gummibär erkennen lassen.

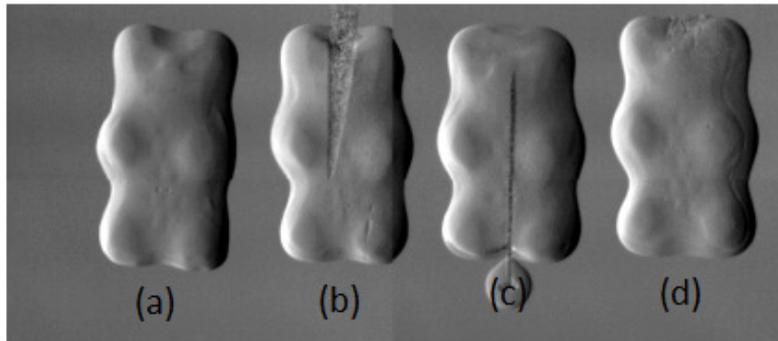


Abbildung 2.9: Differentielles Phasenbild des Gummibären-Objekts. Deutlich zu erkennen sind Kanten und Übergänge zwischen unterschiedlichen Materialien. Somit lässt sich der Holzspieß auf diesem Bild deutlich erkennen. Die PMMA - Kugeln lassen sich hingegen nicht erkennen [Zan13] (bearbeitet).

2.5.3 Dunkelfeldbild

Beim Dunkelfeldbild wird das Verhältnis der Referenz- und der Objektvisibilität betrachtet wodurch sich Strukturen erkennen lassen, welche sonst nicht dargestellt werden können. Das Dunkelfeldbild wird durch folgende Berechnung bestimmt

$$\Sigma = \frac{V_{\text{obj}}}{V_{\text{ref}}}. \quad (2.16)$$

Auf dem Dunkelfeldbild sind insbesondere Granulare Strukturen erkennbar. Auf dem Dunkelfeldbild sind also Strukturen zu erkennen, die auf Grund ihrer Größe weder auf dem Absorptionsbild noch auf dem differentiellen Phasenbild zu sehen sind. Die

Substrukturen auf Gummibär (d) in Abbildung 2.10 lassen sich durch die sogenannte Kleinwinkelstreuungen erklären [Pfe08]. Diese Kleinwinkelstreuung führt dazu, dass die Visibilität an diesem Ort abnimmt, da die Kohärenz der Röntgenstrahlung gestört wird. Um einen besseren Vergleich gegenüber dem Absorptionsbild zu gewährleisten, wird im Rahmen dieser Arbeit für die Beschreibung des Dunkelfeldbildes folgende Gleichung verwendet

$$\Sigma = -\ln\left(\frac{V_{\text{obj}}}{V_{\text{ref}}}\right). \quad (2.17)$$

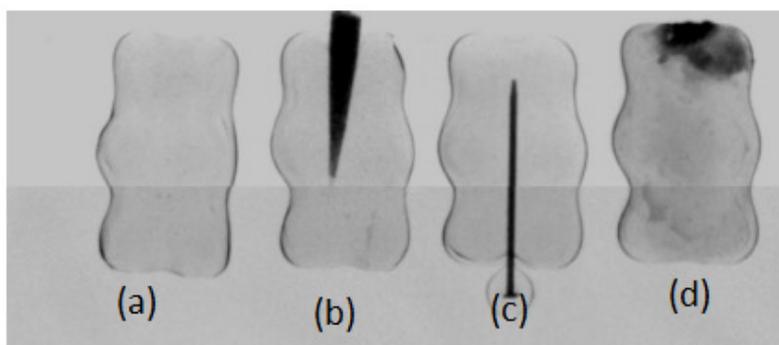


Abbildung 2.10: Dunkelfeldaufnahme des Gummibären-Objekts. Deutlich zu erkennen sind die PMMA-Kugeln auf Gummibär (d), da granulare Strukturen Kleinwinkelstreuungen erzeugen, welche ein Dunkelfeld-Signal ergeben. Die Metallnadel und der Holzspieß erzeugen ein Dunkelfeld-Signal, welches sich von dem Gummibären abhebt [Zan13] (bearbeitet).

3 Versuchsaufbau und Verwendete Hilfsmittel

In diesem Kapitel wird der Versuchsaufbau und die dabei verwendeten Geräte erklärt. Darüber hinaus wird ein kurzer Einblick in die verwendete Simulation und das Rekonstruktionsprogramm gegeben.

3.1 Versuchsaufbau

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Unterschiede zwischen konventionellen und dem inversen Aufbau analysiert. Somit gab es zwei unterschiedliche Versuchsaufbauten, zum einen den in Abbildung 3.1 abgebildeten inversen Aufbau und zum anderen den sich in wenigen Teilen unterscheidenden konventionellen Aufbau.

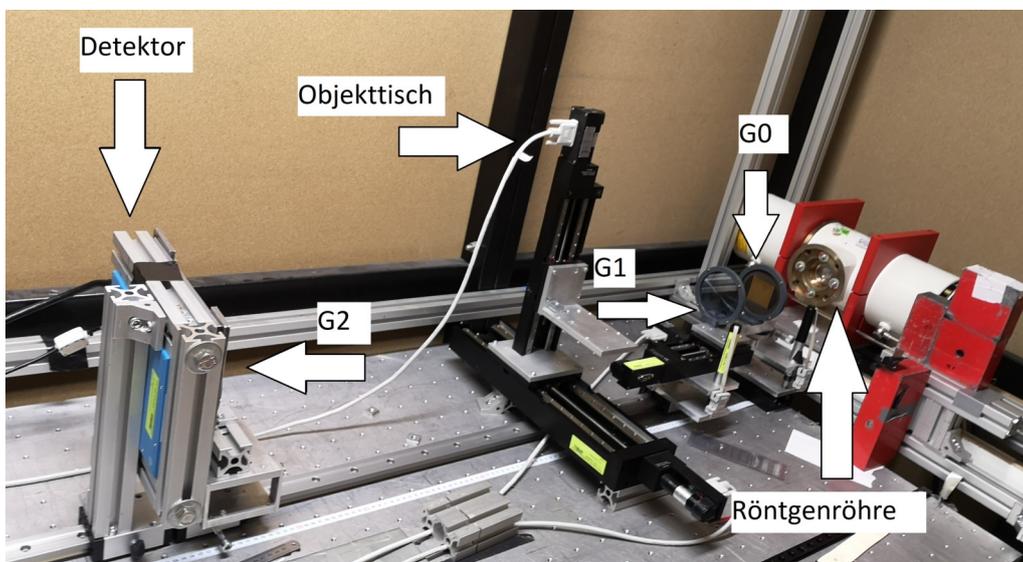


Abbildung 3.1: Versuchsaufbau; Abgebildet ist der inverse Aufbau, also ein kleiner Abstand zwischen den Gittern G_0 und G_1 und ein größerer Abstand zwischen G_1 und G_2 .

Die Aufbauten bestand jeweils aus einer Röntgenröhre, einem Quellgitter G_0 , einem Phasengitter G_1 , einem Abtastgitter G_2 und einem Röntgendetektor. Beim inversen Aufbau tauschen die Gitter G_0 und G_2 im Gegengensatz zum konventionellen Setup ihre Position und die Abstände $G_0 - G_1$ und $G_1 - G_2$ wechseln folglich ebenfalls. Eine detaillierte Auflistung aller Abstände zwischen den verschiedenen Gittern ist in Tabelle 3.1 zu entnehmen. Der Abstand zwischen der Röntgenröhre und dem Gitter G_0 lag konstant bei 28,3 cm. Gleiches galt für den Abstand zwischen dem Gitter G_2 und dem Detektor, dieser Betrag 3,1 cm. Die Objekte wurden auf dem Objektisch positioniert, welcher sich in den beiden, zum Strahlengang, senkrechten Achsen verschieben lies und sich somit für die Referenzmessung aus dem Strahlengang entfernte. Die Distanz zwischen Objekt und dem Phasengitter wurde mehrmals geändert. Nach Donath [Don+09] gilt für den Phaseshift, dass dieser vom Abstand zwischen Gitter und Objekt abhängt. Um eine gute Vergleichbarkeit zwischen den Messungen zu garantieren, wurde ein Abstand von 28% des größeren Abstandes gewählt. Nach Abbildung 3.2 gilt, dass für den gleichen Anteil am großen Abstand, der gleiche Phaseshift vorliegt. Problematisch ist dabei der kleinste Abstand dar, dort konnten die 28% vom Gesamtabstand nicht gewährleistet werden, da horizontale Linearachse zur Verschiebung von G_1 im Weg war. Ziel war es dabei, die gleichen Voraussetzungen zu schaffen um die Einflüsse des inversen und des konventionellen Aufbaus zu vergleichen.

| $G_0 - G_1$ [cm] | $G_1 - G_2$ [cm] | $G_0 - G_1$ [cm] | $G_1 - G_2$ [cm] |
|------------------|------------------|------------------|------------------|
| 100 | 9.84 | 9.84 | 100 |
| 110 | 10.824 | 10.824 | 110 |
| 120 | 11.808 | 11.808 | 120 |
| 130 | 12.792 | 12.792 | 130 |
| 141.1 | 13.884 | 13.884 | 141.1 |
| 150 | 14.76 | 14.76 | 150 |

Konventioneller Aufbau

Inverser Aufbau

Tabelle 3.1: Abstände zwischen Gittern. Hier sind alle Abstände aufgeführt, die gemessen wurden. Es ist darauf zu achten, dass $G_0 - G_1$ im inversen Aufbau den Werten von $G_1 - G_2$ im konventionellen Setup entspricht und umgekehrt.

Röntgenröhre

Zur Erzeugung der Röntgenstrahlung wurde eine MEGALIX Cat Plus 125/40/90-125GW Röntgenröhre von Siemens verwendet. Diese lies sich mittels Matlab ansteuern und liefert polychromatische Strahlung, wobei sich deren Röntgen-Beschleunigungsspannung

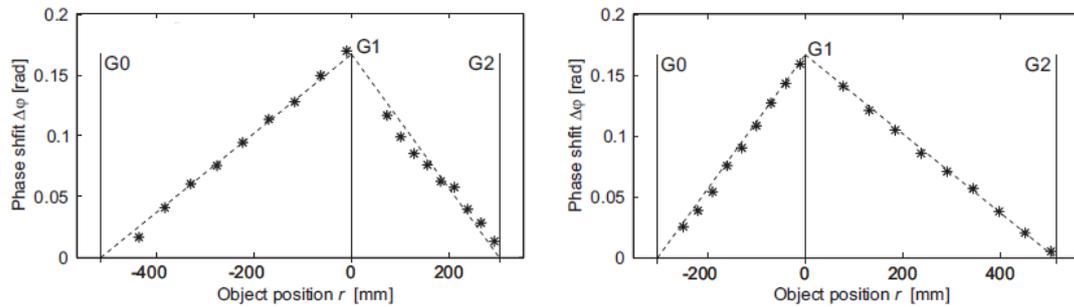


Abbildung 3.2: In beiden Grafiken ist der Phasenschub über die Objektposition geplottet, hierbei bezieht sich der linke Plot auf den konventionellen Aufbau und der rechte Plot auf den inverse Aufbau.[Don+09] (bearbeitet)

im Rahmen dieser Arbeit in einem Bereich zwischen 35 kVp und 70 kVp befand.

Gitter

Verwendet wurden für das Quellgitter G_0 und das Abtastgitter G_2 Absorptionsgitter, für das Phasengitter G_1 hingegen wurde ein Phasengitter verwendet. Ein Phasengitter absorbiert im Gegensatz zu einem Absorptionsgitter keine Strahlung, sondern erzeugt einen Phasenschub. Die Gitterparameter sind Tabelle 3.2 zu entnehmen. In der gegebenen Tabelle steht SU-8 für einen Fotolack, wobei die SU-8 Höhe die Dicke des Fotolacks, welche auf dem Gitter aufgebracht wird angibt. Die Gitter selbst sind aus Gold, dessen Dicke in der Steghöhe angegeben ist. Der Duty Cycle gibt das Verhältnis von Steghöhe zu den Gitterperioden an.

| | G_0 | G_1 | G_2 |
|----------------------------------|-------|-------|-------|
| Dicke Si-Wafer [μm] | 200 | 500 | 500 |
| SU-8 Höhe [μm] | 100 | 10 | 151 |
| Steghöhe Gold [μm] | 180 | 6.4 | 110 |
| Gitterperiode [μm] | 24.39 | 4.37 | 2.4 |
| Duty Cycle | 0.5 | 0.76 | 0.5 |

Tabelle 3.2: Parameter der drei unterschiedlichen Gitter. G_0 und G_2 sind hierbei die Gitter an dieser Position im konventionellen Aufbau.

Detektor

Zur Aufzeichnung der Röntgenstrahlung wurde ein Dexela CMOS Flat Panel X-ray Detektor der Firma PerkinElmer verwendet. Der Detektor besitzt dabei eine Pixelgröße von $75\ \mu\text{m}$ und eine Abmessung von 1944×1536 Pixel. Außerdem wurden immer 2×2 Pixel zu einem Pixel zusammengefasst, um das Rauschen zu verringern. Dies wird im allgemeinen Binning genannt.

3.2 Verwendete Software

In diesem Kapitel wird ein kurzer Einblick in die Simulation SimGui und das Rekonstruktionskript gegeben. Grundsätzlich wurden alle durchgeführten Messungen und auch die Simulation in Matlab analysiert und weiterverarbeitet.

SimGUI

Um eine erste Einschätzung der zu erwartenden Visibilität und der Eignung der Simulation für das inverse Setup zu erlangen, wurden alle Abstände mittels SimGui simuliert. Alle Parameter, die eingestellt werden können Tabelle 3.2 entnommen werden. Das Einstellen der Parameter erfolgt, wie in Abbildung 3.3 dargestellt, direkt im Layout und kann beliebig angepasst werden. Des weiteren kann die Simulation den Talbotabstand bestimmen, dafür setzt man den gewünschten Abstand $G_0 - G_1$ ein und der sich ergebende Abstand kann ausgegeben werden. Diese Funktion hat für das inverse Setup nicht funktioniert. In Folge Dessen werden die Abstände direkt eingegeben. Mit der Simulation lässt sich ausgeben, welche Visibilität bei welchen Energien maximal erwartet wird.

Im Folgenden wird die Funktionsweise der Simulation genauer erläutert, wobei sich hierbei auf den 'SPHINX'-Simulationsframework bezogen wird. Dieser ist ein Vorgänger der SimGui, basiert aber auf den gleichen physikalischen Modellen. Entwickelt wurde die Simulation von André Ritter. Nachdem alle physikalischen Parameter, wie z.B. Steghöhe, oder Duty cycle, eingetragen sind, startet die Simulation. Diese startet zwei getrennte Berechnungen. Zum einen wird die Wellennatur der Teilchen betrachtet und somit das Interferenzmuster in der Detektorebene bestimmt. Zeitgleich startet eine Monte-Carlo-Simulation, diese liefert eine Ortsverteilung der Streubeiträge. Zusammen mit dem Interferenzmuster, welches anhand der Wellennatur der Teilchen bestimmt wurde, ergibt dies die Photonenstatistik, also die Anzahl an Photonen pro Pixel, Diese Information wird an die Detektorsimulation übergeben. Genaueres zu

dieser Simulation kann in der Diplomarbeit von André Ritter [Rit10] nachvollzogen werden.

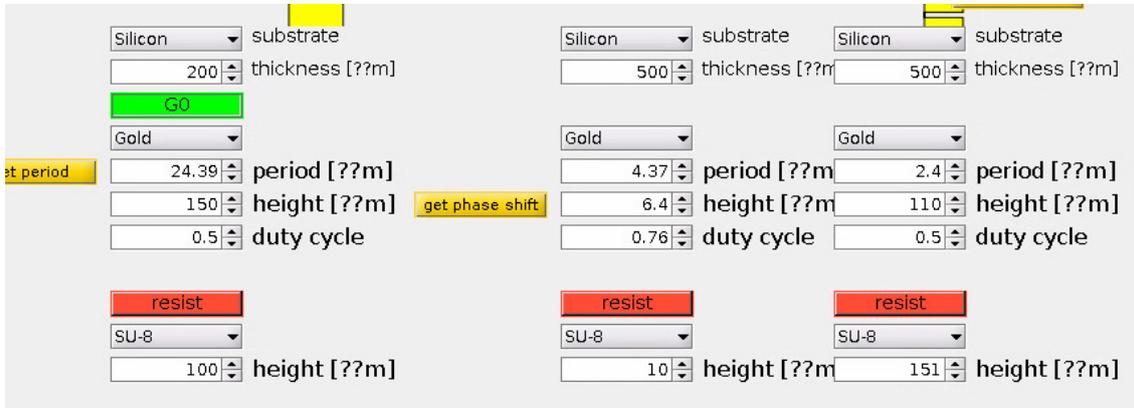


Abbildung 3.3: Layout der Simulation

Rekonstruktionsfunktion

Zur Rekonstruktion der Messdaten wurde das in der Arbeitsgruppe zur Verfügung stehende Matlab skript `Reco_allsetups_VL` verwendet. In diesem Skript werden die gemessenen Daten, bei jeder Messungreihe drei Objektmessungen und drei Referenzmessungen, eingelesen und anschließend so verarbeitet, dass sich die drei unterschiedlichen Bilder ergaben. Jeder Pixel des Detektors enthält nur Informationen zur Intensität. Zu Beginn besteht jede Objekt- und Referenzmessung aus mehreren Detektoraufnahmen, den unterschiedlichen Phasesteps. Bevor die einzelnen Aufnahmen weiterverarbeitet werden wird eine Flatpanel Korrektur durchgeführt. Diese entfernt Fehler im Detektor, welche bei allen Messungen auftraten. Dabei wird die sogenannte Offset-Aufnahme benötigt, diese zeigt welche Messungen am Detektor durch thermische Effekte gemacht werden, wenn keine Strahlung anliegt. Die zweite benötigte Aufnahme ist die sogenannte Gain-Aufnahme, dabei wird betrachtet, wie viel Strahlung jeder einzelne Detektorpixel maximal aufnehmen kann, da jeder Pixel anders auf einfallende Strahlung reagiert. Diese korrigierten Aufnahmen werden nun bearbeitet um die wie in Unterabschnitt 2.4.2 erläuterte Kurve zu erhalten. Sobald dieser Schritt sowohl für die Objektmessung als auch für die Referenzmessung durchgeführt worden ist, konnte die Erstellung der drei unterschiedlichen Bilder und der Visibilitätskarte durchgeführt werden. Aus der Rekonstruktion der Phasestepkurven ergeben sich sowohl Informationen zur Phase, als auch zur Intensität. Diese werden genutzt um die in Abschnitt 2.5 besprochenen Bilder zu erstellen. Die Rekonstruktion liefert folglich sowohl eine Visibilitätskarte, ein Absorptionsbild, ein

3 Versuchsaufbau und Verwendete Hilfsmittel

Phasenkontrastbild und ein Dunkelfeldbild. Diese werden in einzelne Dateien gespeichert und können weiter bearbeitet werden, um zum Beispiel den Logarithmus des Dunkelfeldes zu bestimmen.

4 Auswertung

Im folgenden Kapitel werden die Messdaten präsentiert und mit der Simulation verglichen. Des Weiteren werden diese Ergebnisse dann bewertet und ihre Aussagekräftigkeit eingeschätzt.

4.1 Das Justieren der Aufbauten

Es wurden viele unterschiedliche Abstände und unterschiedliche Aufbauten getestet. Dadurch war eine große Aufgabe das optimierte Justieren der Gitter. Um eine gute Visibilität zu erreichen, müssen zu Beginn die Gitter perfekt positioniert werden. Da eine perfekte Überlagerung von G_2 und der Reproduktion des Musters von G_1 im Talbotabstand kaum möglich ist, ergeben sich immer sogenannte Moiré Muster. Damit trotzdem eine möglichst gute Visibilität zu erreichen, wird versucht, die Moiré Streifen möglichst breit zu erzeugen. Genauere Informationen zum Moiré Muster können [HH06] entnommen werden. Die Optimierung der Moiré Streifen wurde zum einen durch eine horizontale Linearachse, womit die Position von G_1 verstellt werden konnte erreicht. Zum anderen wurde ein Kippmechanismus verwendet, um den Winkel G_2 zu verändern. Das Anpassen der Abstände und der Winkel, während der Aufbau unverändert blieb, war zwar zeitaufwendig, es stellte aber keine großen Herausforderungen dar. Im Gegensatz dazu führte der Wechsel zwischen den beiden unterschiedlichen Aufbauten, also dem konventionellen und dem inversen Aufbau, zu anfänglich großen Schwierigkeiten. Das lag daran, dass sich die Gitter beim Umbau zueinander vertikal verkippt haben und sich folglich keine optimale Position finden lies. Gelöst wurde das Problem damit, dass alle Gitter nacheinander in den Aufbau eingebaut wurden und die Ausrichtung für jedes Gitter einzeln optimiert wurde. Dies war eine sehr aufwendige und zeitintensive Aufgabe. Sobald die vertikale Verkipfung zwischen den Gitter optimiert war, war das Finden der maximalen Visibilität durch horizontales Verkippen und das vertikal Positionieren von G_1 kaum mehr ein Problem.

4.2 Vergleich der Simulation zu den durchgeführten Messungen

Zu Beginn werden die Messungen mit der Simulation verglichen. Um einen guten Vergleich zu haben, wurden Spektren bei Röhren-Beschleunigungsspannungen zwischen 35 kVp und 70 kVp simuliert und deren Visibilitäten über die jeweilige Röhren-Beschleunigungsspannung geplottet. Ein solcher Plot der Simulation lässt sich in Abbildung 4.1 nachvollziehen. Es wurden bei der Simulation immer zwei Szenarien durchgeführt und zwar einmal mit 0,2 mm Kupfer Filter und einmal ohne. Dies war notwendig, da nicht mehr nachvollzogen werden konnte, ob eine solcher Filter sich im Strahlengang befand oder nicht. Im Bereich zwischen 35 kVp und 70 kVp wurden Messungen in 5 kVp Schritten durchgeführt. Aus diesen Messungen wurde eine Visibilitätskarte rekonstruiert, welche für jeden Detektorpixel die Visibilität angibt. Um die gegebenen Messwerte anschließend mit der Simulation, welche nur einen maximalen Visibilitätswert angibt, zu vergleichen, wurde über die 50 höchsten Messwerte in der Visibilitätskarte gemittelt. Diese Mittlung wurde gewählt, um auszuschließen, dass einzelne Ausreißer als Vergleichswert genommen wurden. Im Teil

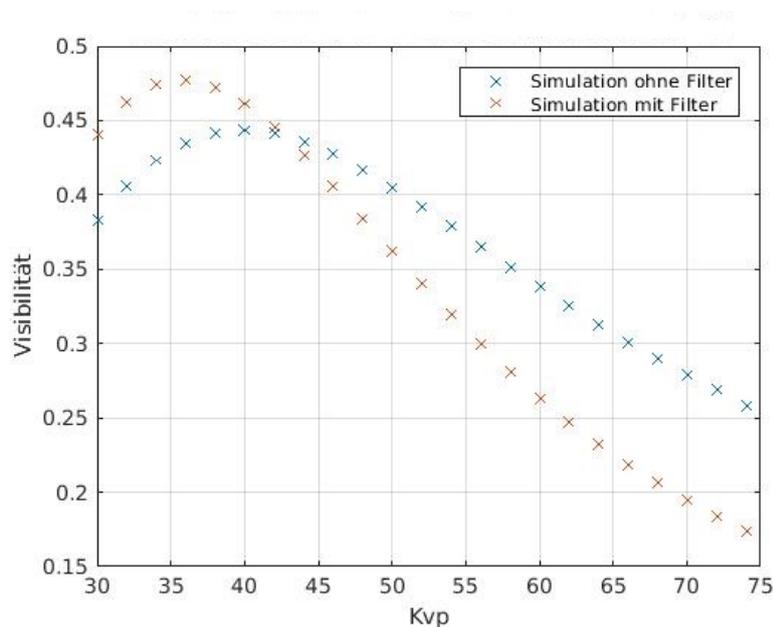
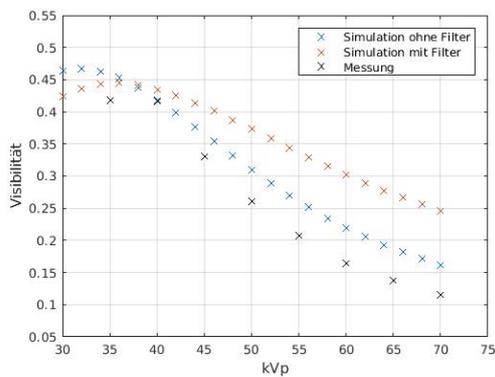


Abbildung 4.1: Simulation des konventionellen Setups. Aufgetragen ist die Visibilität über die Röhren-Beschleunigungsspannungen in kVp. Hier ist nur die Simulation dargestellt, einmal mit und einmal ohne Filter. Der simulierte Abstand $G_0 - G_1$ betrug hierbei 141.1 cm

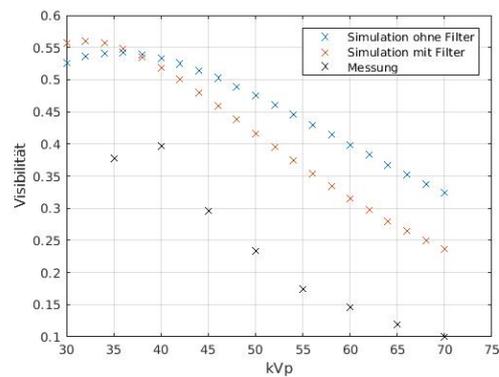
4.2 Vergleich der Simulation zu den durchgeführten Messungen

(b) der Abbildung 4.2 ist der Vergleich zwischen der Simulation und den Messungen im konventionellen Setup für den Abstand $G_0 - G_1 = 120$ cm zu sehen. Dies ist exemplarisch für alle Abstände. Das Verhalten zwischen Messung und Simulation war bei allen Abständen ähnlich. Allgemein lässt sich sagen, dass die Messwerte immer ein wenig niedriger sind als die Werten der Simulation, was zu erwarten ist, da die Simulation von optimalen Gittern ausgeht. Nichtsdestotrotz passen die Messungen aber gut zu den Erwartungen der Simulation.

Im Gegensatz dazu lies sich für das inverse Setup ein deutlicher Unterschied zwischen der Messung und der Simulation erkennen. Siehe dafür Teil (a) in Abbildung 4.2, wobei hier der Abstand $G_1 - G_2 = 120$ cm betrug und exemplarisch für alle Abstände abgebildet ist.



(a) konventionelles Setup



(b) inverses Setup

Abbildung 4.2: Aufgetragen ist in beiden Plots die Visibilität über die Röhren-Beschleunigungsspannung in kVp. Ebenfalls gilt für beide Plots, dass die Simulation einmal mit und einmal ohne Kupfer Filter und die Messungen für einen Abstand $G_0 - G_1$ bzw. $G_1 - G_2$ von 120 cm durchgeführt wurde. In der linken Abbildung ist das konventionelle Setup verwendet worden. Im rechten Teil der Abbildung hingegen das inverse Setup.

Genau wie beim konventionellen Aufbau gilt auch hier, dass sich die unterschiedlichen Messungen in ihrem Verlauf nicht sonderlich unterscheiden. Eine Vermutung für den Unterschied zwischen Messung und Simulation ist, dass beim inversen Aufbau Effekte auftreten, die die Simulation nicht beachtet. Das ist eher unwahrscheinlich. Im konventionellen Aufbau wird das Gitter G_0 teilweise auf dem Detektor dargestellt, im inversen Aufbau hingegen befindet sich dieses Gitter an der Position G_2 und wird folglich vollständig auf dem Detektor dargestellt. Dieses Gitter könnte aufgrund von verschiedenen Faktoren wie Alterserscheinungen, oder andere kaputten Stellen im Gitter schlechter sein als erwartet. Dieses Schwachstellen würden

sich folglich vor allem im inversen Aufbau bemerkbar machen und die festgestellten Unterschiede erklären.

4.3 Die Visibilitäten des inversen und des konventionellen Aufbaus

Neben der Frage, wie gut die Ergebnisse im inversen Aufbau mit der Simulation übereinstimmen stellt sich die Frage, wie gut das inverse Setup im Vergleich zum konventionellen Aufbau abschneidet. Im Teil (a) der Abbildung 4.3 ist der Vergleich zwischen den beiden Setups bei einem Abstand von 110 cm zu sehen. Bei diesem Abstand unterscheiden sich die beiden Messergebnisse kaum. Also ändert sich die Visibilität nicht durch die Änderung des Setups.

Vergleichen wir hingegen die Messungen bei einem Abstand $G_0 - G_1$ (konventionelles Setup) bzw. $G_1 - G_2$ (inverses Setup) von 141.1 cm, so lässt sich dort ein großer Unterschied zwischen den maximalen Visibilitäten erkennen (siehe (b) in Abbildung 4.3).

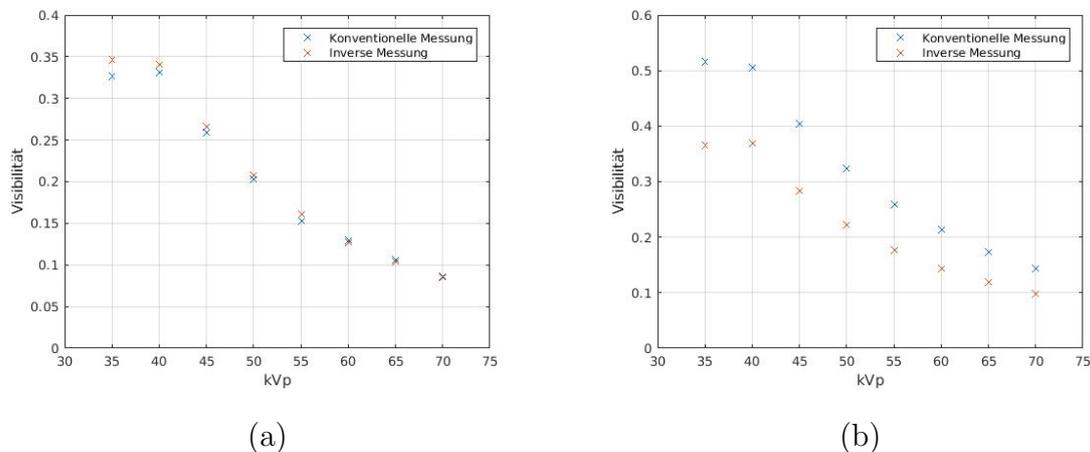


Abbildung 4.3: Bei beiden Plots ist die Visibilität über die angelegten kVp aufgetragen. Für den linken Teil betrug der große Abstand 110 cm und der kleine 10.8 cm. Für den rechten Teil der Abbildung hingegen betrug der große Abstand 141.1 cm und der kleine 13.9 cm.

Dieser Trend, dass sich zu größeren Abständen hin die Visibilität des inversen Aufbaus im Vergleich zum konventionellen Aufbau verschlechtert, lässt sich auch in Abbildung 4.4 erkennen. Eine mögliche Begründung für diesen Effekt ist, dass sich

die maximalen Visibilitäten des inversen Aufbaus am untersten Rand des Detektors befinden. Wächst der Abstand zwischen $G_1 - G_2$, wächst auch der Abstand $G_0 - G_2$, so verschwindet dieser Teil der Messung vom Detektor und es werden tendenziell schlechtere Visibilitäten gemessen. Eine solche Visibilitätskarte, auf welcher sich dies deutlich erkennen lässt, ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Hierbei betrug der Abstand $G_1 - G_2 = 110$ cm. Folglich sind die hohen Visibilitäten am unteren Rand bei wachsendem Abstand nicht mehr auf dem Detektor zu sehen.

Zusammengefasst lässt sich also über die Visibilitäten des inversen Aufbaus sagen, dass sie vergleichbar mit denen des konventionellen Aufbaus sind. Somit bildet dies kein Ausscheidungskriterium zur Verwendung des inversen Aufbaus. Um aber sagen zu können, ob und wie genau sich die beiden Aufbauten ähneln, müssten verschiedene Gitter getestet werden um die oben beschriebenen Vermutungen zu bestätigen. Auch im Hinblick auf die Simulation sind weitere Tests nötig, um bestätigen zu können, dass diese für den inversen Aufbau geeignet ist.

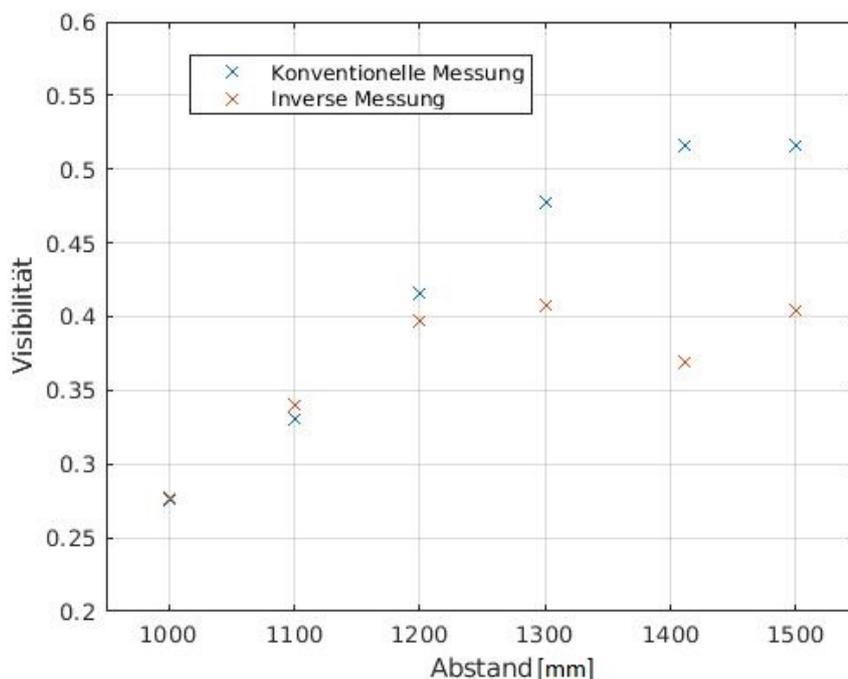


Abbildung 4.4: In dieser Grafik sind die Visibilitäten über die jeweiligen Abstände des Aufbaus aufgetragen. Hierbei bezeichnet der Abstand beim konventionellen Setup die Distanz $G_0 - G_1$, beim inversen Setup hingegen entspricht dies $G_1 - G_2$. Bei allen Messungen lag dabei eine Energie von 40 kVp an.

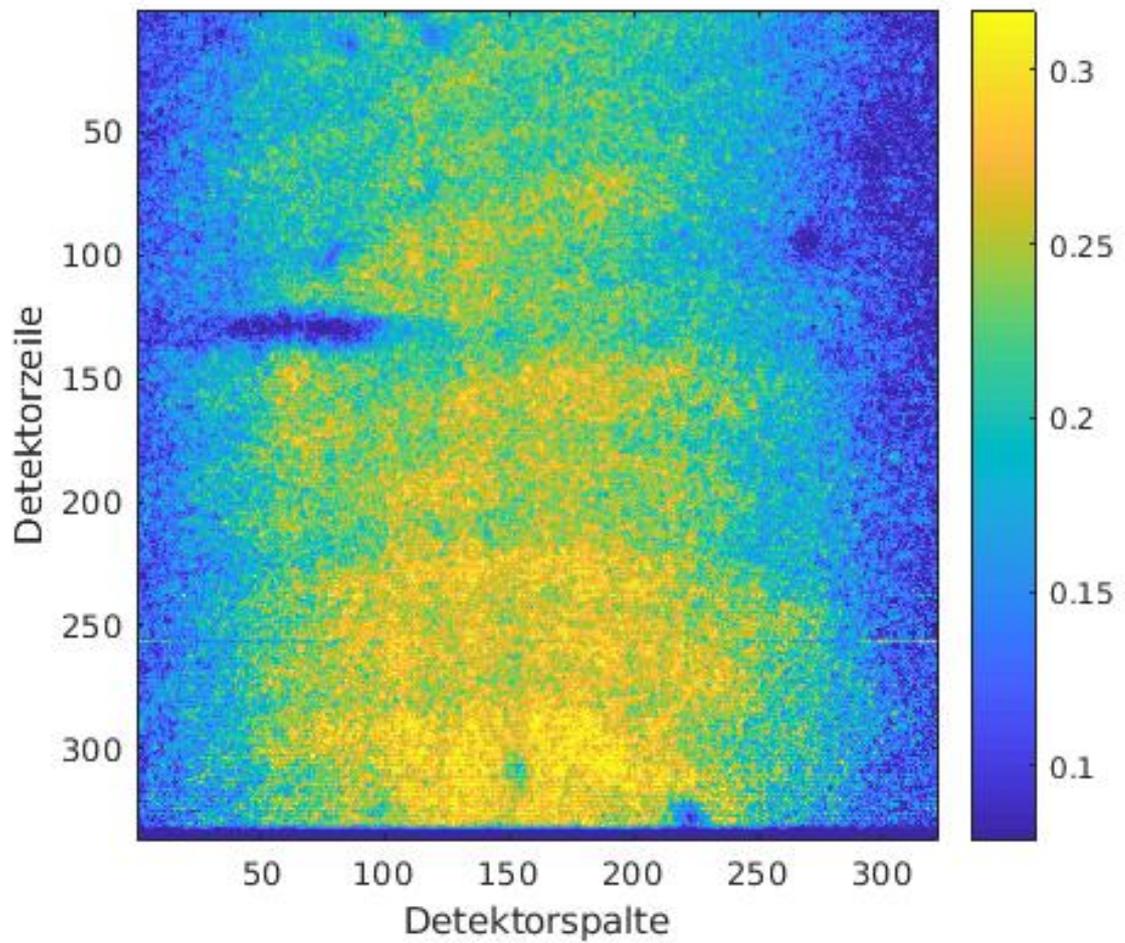


Abbildung 4.5: Zu sehen ist eine Visibilitätskarte, wobei die Farbskala die Größe der Visibilität wiedergibt. Gemessen wurde der inverse Aufbau, wobei der Abstand $G_1 - G_2=110$ cm betrug. Deutlich zu erkennen sind die hohen Visibilitäten am unteren mittleren Bildrand.

4.4 Auflösungsvergleich zwischen konventionellem und inversen Aufbau

Da die Diskussion über die Visibilität abgeschlossen ist, wird als nächstes die Fragestellung bearbeitet, ob auch die Auflösung zwischen den beiden Setups vergleichbar gut ist. Dafür haben wir ein sogenanntes Auflösungsstarget untersucht. Auf diesem Auflösungsstarget sind in einem stark absorbierenden Material Stege in unterschiedlichen Abständen eingebracht. Man kann also eine Aussage darüber treffen, ob die Stege im Absorptionsbild noch aufgelöst werden können, oder nicht. Ein Foto des verwendeten Auflösungsstargets ist in Abbildung 4.6 zu sehen.

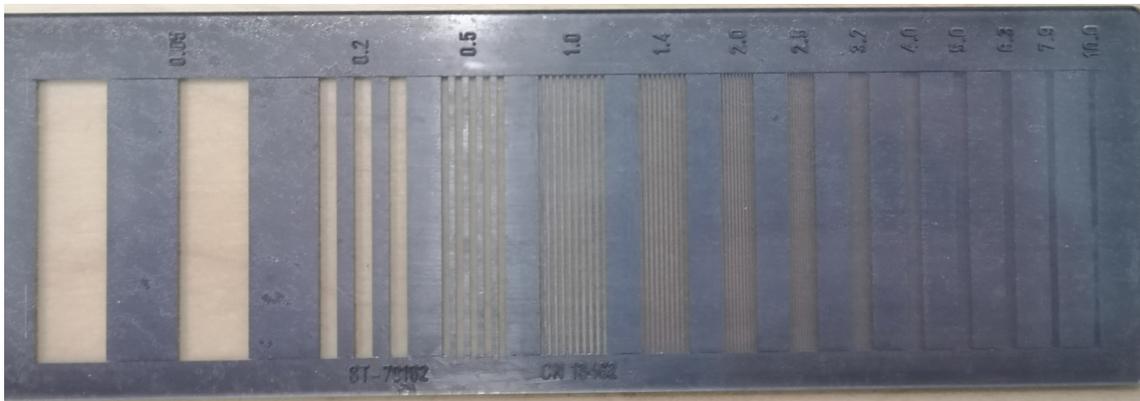


Abbildung 4.6: Fotografie des Auflösungsstargets. Die Zahlen am oberen Rahmen stehen hierbei für die Anzahl an Stegen pro Millimeter.

Im Folgenden werden die Absorptionsbilder des Targets betrachtet und quantitativ beurteilt, ob und wie gut man die unterschiedlichen Stege in den unterschiedlichen Setups noch sehen kann. Ein solches Absorptionsbild ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Um sagen zu können, ob die unterschiedlichen Schlitze noch aufgelöst werden können oder nicht, betrachten wir Linienplots. Diese sind in Abbildung 4.8 zu sehen. Es wurde hierbei immer nur ein Linienplot genutzt, da eine Mittelung über mehrere Zeilen zu einer Verschmierung der Kanten führte, wodurch keine Analyse möglich war. Zu dieser Verschmierung kam es, da leichte Verkippungen bei so feinen Abständen zwischen den Stegen dazu führte, dass Mittlungen nicht genau entlang des Steges möglich waren und somit die Stellen mit stark absorbierendem Material jene mit Schlitz überlagerten und den Effekt auslöschten. Für die Feinheit, mit der das Auflösungsstarget zur Verfügung stand, waren die Ergebnisse der Auflösung sehr gut vergleichbar. Also der 3,2 Stege pro mm Teil des Targets konnte von beiden Setups noch gut dargestellt werden. Der Abschnitt mit 4,0 Stege pro mm konnte immer noch dargestellt werden, jedoch nicht mehr so genau. Alle feineren Abschnitte

(siehe Abbildung 4.9) des Auflösungstargets konnten weder von dem inversen noch von dem konventionellen Setup aufgelöst werden. Es lassen sich folglich im Linienplot keine Kanten mehr erkennen. Somit lässt sich im Rahmen dieser Arbeit sagen, dass sich bei beide Setups ähnlich gute Auflösungen ergaben.

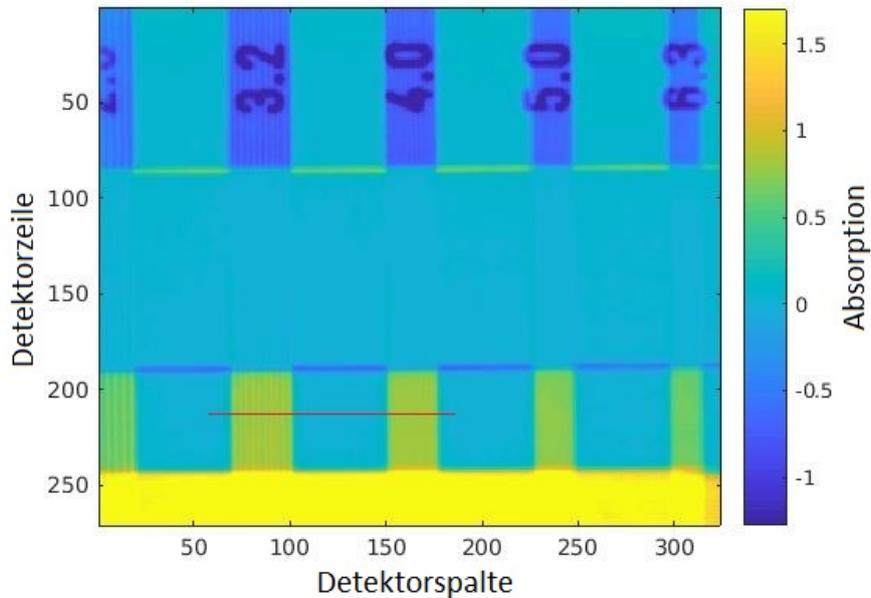


Abbildung 4.7: Absorptionsbild des Auflösungstargets im konventionellen Aufbau bei einem Abstand $G_0 - G_1 = 110$ cm. Die rot gekennzeichnete Linie ist jene, mit der im Folgenden der Linienplot bestimmt wurde.

4.4 Auflösungsvergleich zwischen konventionellem und inversen Aufbau

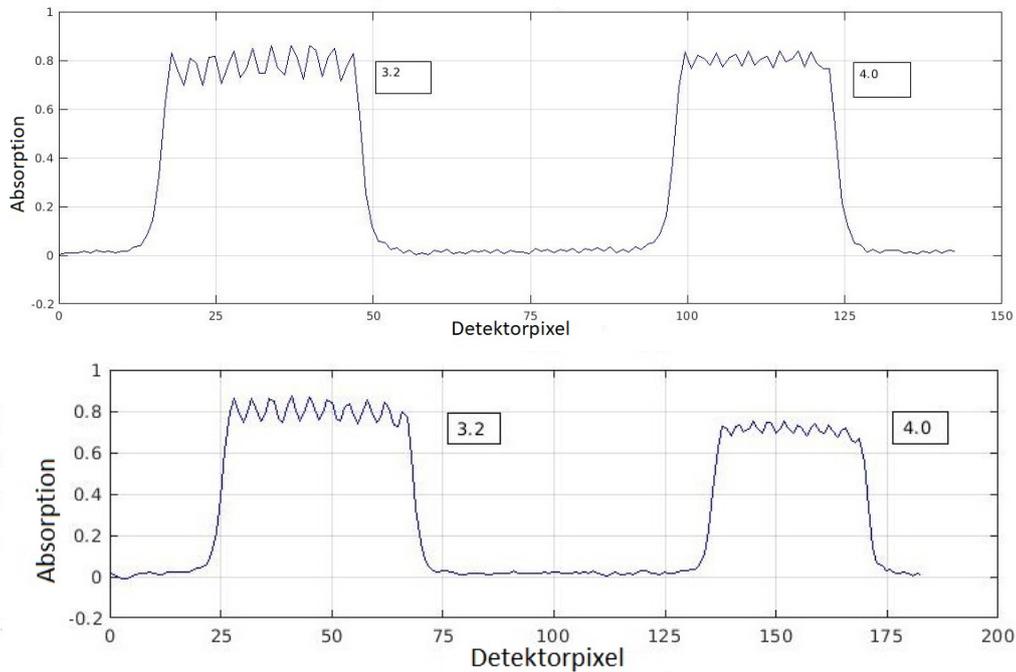


Abbildung 4.8: Linienplots der Auflösungstargets, wobei hier die Absorption über die Detektorposition aufgetragen ist. Hierbei wurde oben der konventionelle Aufbau verwendet und im unteren Bild der inverse Aufbau.

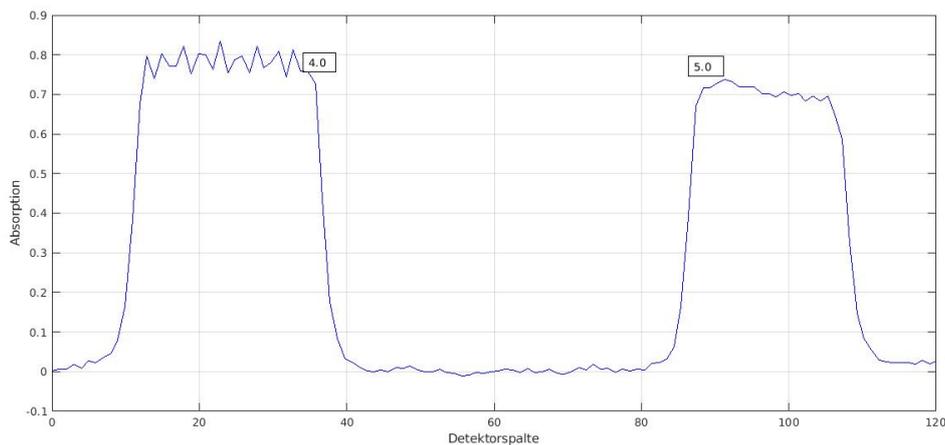


Abbildung 4.9: Linienplot des Auflösungstargets, wobei hier die Absorption über die Detektorposition aufgetragen ist. Hierbei werden repräsentativ nur die Messergebnisse im konventionelle Aufbau gezeigt.

4.5 Die geometrische Vergrößerung beim inversen Aufbau

Einer der großen Vorteile des inversen Aufbaus ist, dass sich aufgrund der größeren Entfernung zwischen G_1 und G_2 das Objekt weiter vom Detektor entfernt und sich somit eine höhere geometrische Vergrößerung ergibt. Eine schematische Zeichnung davon ist in Abbildung 4.10 zu sehen. Um diesen Effekt nachzuweisen, wurden einzelne selbst gemachte Rollen aus Papier untersucht (siehe Abbildung 4.11) und deren Breite im Dunkelfeldbild analysiert. Hierbei wurde das Dunkelfeldbild gewählt,

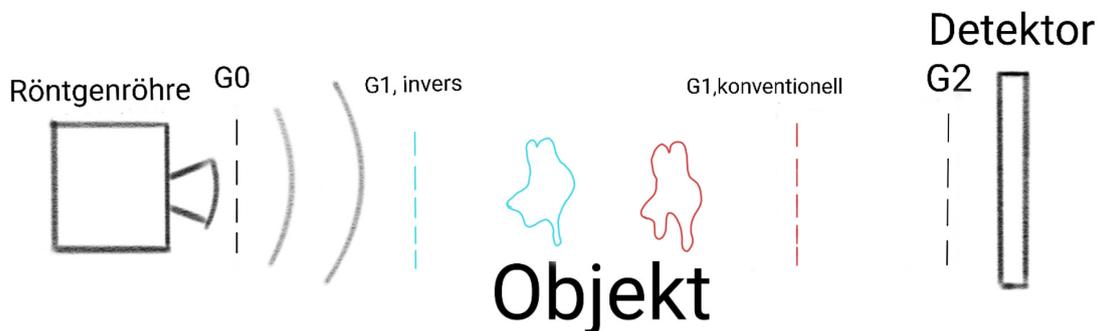


Abbildung 4.10: Skizze des Aufbaus, blau gezeichnet sind hier die Abstände des inversen Aufbaus. Rot eingezeichnet sind die Positionen, an denen das Objekt bzw. das Gitter im konventionellen Aufbau positioniert ist.

da dieses Bild gute Informationen über die Kanten liefert. In Abbildung 4.12 ist die angesprochene Rolle im Dunkelfeldbild des konventionellen Aufbaus dargestellt. Außerdem ist ein Linienplot erstellt worden der im rechten Teil des Bildes zu sehen. Für den Linienplot wurde hierbei über die rot eingezeichnete ROI gemittelt. Die gleichen Abbildungen sind in Abbildung 4.13 für den inversen Aufbau dargestellt. Auch hier beschreibt der rote Kasten die ROI, über die gemittelt wurde. Bei beiden Aufbauten beträgt der Abstand $G_0 - G_1$ (konventioneller Aufbau) beziehungsweise $G_1 - G_2$ (inverser Aufbau) 110 cm. Wie sich schon in den Linienplots erkennen lässt, ist die Rolle deutlich verbreitert dargestellt. Hierbei betrug die Breite im konventionellen Aufbau 103 Pixel, beim inversen Aufbau hingegen 141 Pixel. Es ist hier noch anzumerken, dass der Unterschied bei dem relativ geringen Gesamtabstand verhältnismäßig klein ist. Es wurde aber trotzdem dieser Abstand gewählt, da dort die gemessenen Visibilitäten annähernd gleich sind und sich die Ergebnisse somit am besten vergleichen lassen.



Abbildung 4.11: Fotografie der untersuchten Rollen.

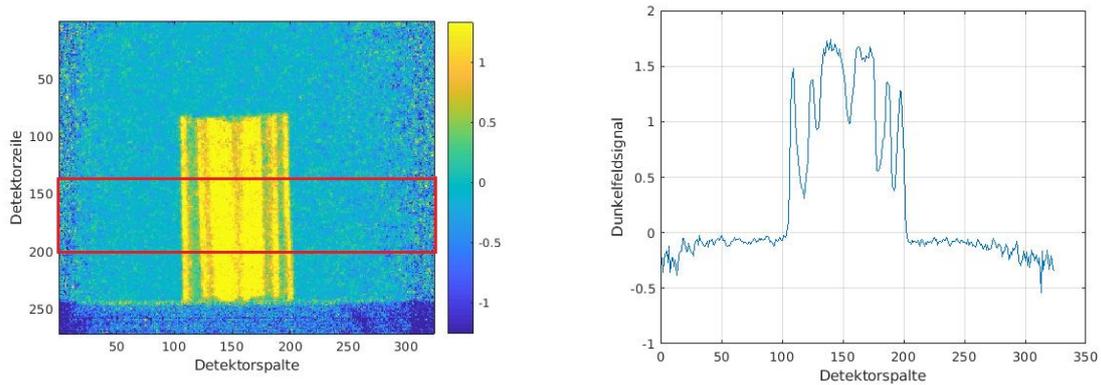


Abbildung 4.12: Links ist das Dunkelfeldbild der Rolle im konventionellen Aufbau zu sehen. Die ROI, über die gemittelt wurde um den rechts abgebildeten Linienplot zu erhalten, ist in Rot gekennzeichnet. Das große Rauschen am unteren Bildrand ist der Objektisch

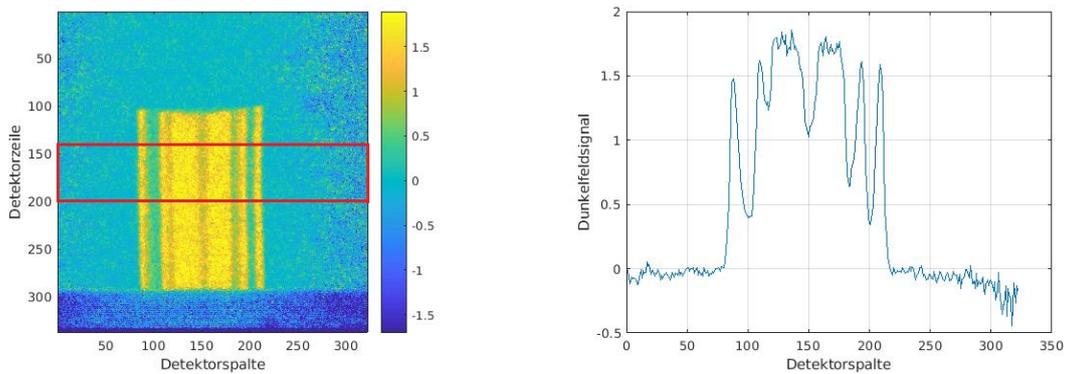


Abbildung 4.13: Links ist das Dunkelfeldbild der Rolle im inversen Aufbau zu sehen. Die ROI, über die gemittelt wurde um den rechts abgebildeten Linienplot zu erhalten, ist in Rot gekennzeichnet. Auch hier ist das große Rauschen am unteren Bildrand der Objektisch.

4.6 Vergleich von Phasenbildern

Im Laufe der bisherigen Untersuchungen, wurden sowohl Dunkelfeldbilder als auch Absorptionsbilder betrachtet und deren Qualität im inversen und konventionellen Setup verglichen. Zuletzt wird noch ein Phasenbild verglichen, damit Aussagen über alle drei Bildmodalitäten getroffen werden können und somit ausschließen zu können, das im inversen Aufbau in einer der drei Bildarten Nachteile auftreten.

Da sich durch das Aufrollen des Papiers zwischen den einzelnen Papierschichten Übergänge zwischen Luft und Papier ergeben, kann im Phasenbild ein Signal gemessen werden. Dieses Signal hat ein hohes Rauschen, dies ist jedoch zu erwarten gewesen. Nichtsdestotrotz lässt sich ein Verlauf erkennen, in dem die Übergänge zwischen Luft und Papier nachvollzogen werden können. Ein solches Phasenbild der Rolle ist in Abbildung 4.14 für den konventionellen Aufbau und in Abbildung 4.15 für das inverse Setup abgebildet. Vor allem in den jeweils rechts abgebildeten Linienplots lassen sich die Kanten gut nachvollziehen. Die Linienplots wurden dabei jeweils über die rot gekennzeichneten ROIs bestimmt. Auffällig ist hierbei, dass sich die maximalen Phasenschübe zwischen dem konventionellen und dem inversen Setup kaum unterscheiden. Trotzdem lassen sich die Übergänge im inversen Setup besser bestimmen. Hierbei wirkt sich der Effekt der geometrischen Vergrößerung aus und die Peaks im Phasenbild, welche den Übergängen zwischen Luft und Papier entspricht, wirken somit breiter.

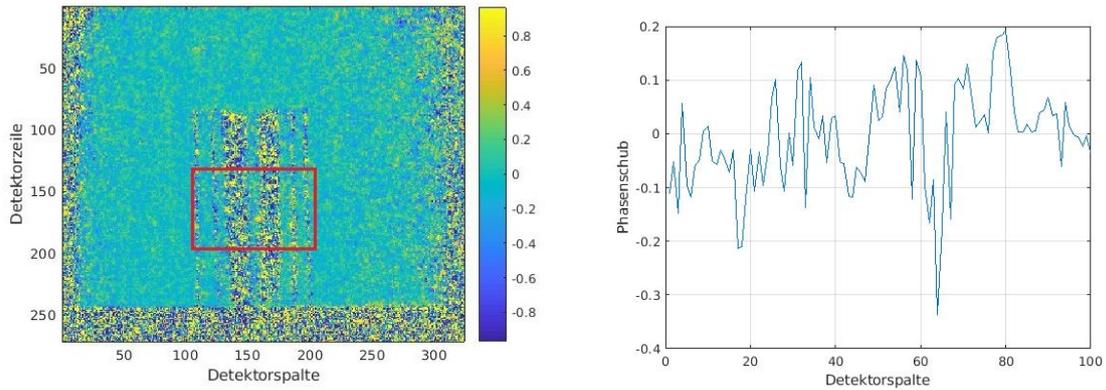


Abbildung 4.14: Links ist das Phasenbild der Rolle im konventionellen Setup abgebildet, wobei die Farbskala hier den Phasenschub angibt. Rechts ist der dazugehörige Liniplot gegeben. Der Liniplot wurde dabei über die rot gekennzeichnete ROI bestimmt. Im Liniplot ist der Phasenschub über die Position aufgetragen. Wobei jeder einzelne Peak einen Übergang zwischen Luft und Papier widerspiegelt

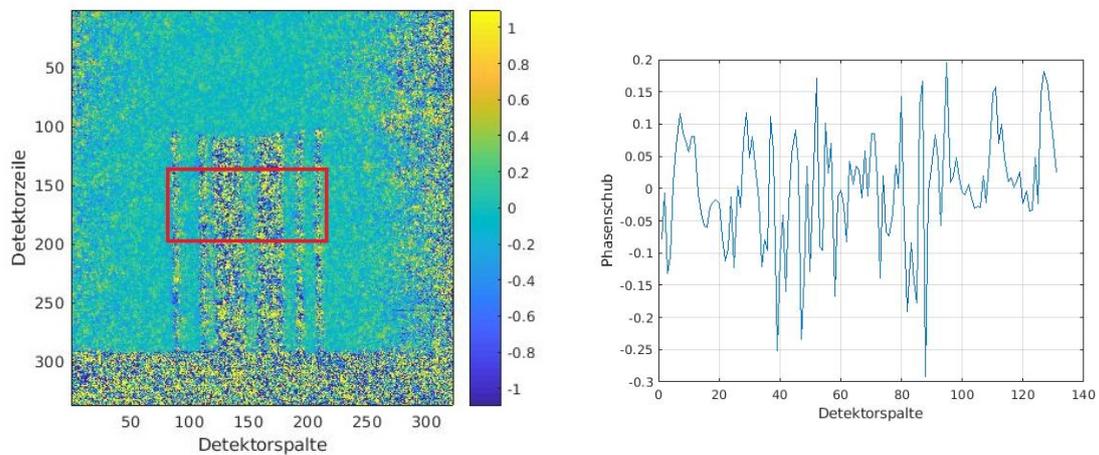


Abbildung 4.15: Links ist das Phasenbild der Rolle im inversen Setup abgebildet, wobei die Farbskala hier den Phasenschub angibt. Rechts ist der dazugehörige Liniplot gegeben. Der Liniplot wurde dabei über die rot gekennzeichnete ROI bestimmt. Im Liniplot ist der Phasenschub über die Position aufgetragen. Wobei jeder einzelne Peak einen Übergang zwischen Luft und Papier widerspiegelt

5 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, zu untersuchen, ob der inverse Aufbau gegenüber dem konventionellen Aufbau Vorteile mit sich bringt, welche beim Buchscan, einem zukünftigen Projekt der Arbeitsgruppe, zu besseren Ergebnisse führen könnten. Diese Vorteile wären eine höhere geometrische Vergrößerung bei gleicher Phasensensitivität und gleichem Auflösungsverhalten. Des weiteren wurde untersucht, ob die in der Arbeitsgruppe verwendete Simulation für den inversen Aufbau vergleichbare Ergebnisse erzielt. In Hinblick auf die Simulation traten doch merkbare Abweichungen, im Hinblick auf die gemessene und simulierte Visibilität, auf. Diese liegen vermutlich an dem im inversen Setup vollständig ausgeleuchteten Gitter G_2 und an dem nicht optimal positionierten Maximum auf dem Detektor. Um dies genau bestimmen zu können, müssen weitere Messungen mit unterschiedlichen Gittern durchgeführt werden.

Um beurteilen zu können, ob der inverse Aufbau in dem Buchscanprojekt Anwendung finden könnte, wurden zuerst die Visibilitäten verglichen. Diese waren vor allem bei geringen gesamt Abständen identisch. bei höheren Abständen wichen sie aber doch voneinander ab. Dies lässt sich dadurch Begründen, dass bei niedrigen Gesamtabständen die maximal Visibilität am unteren Bildrand festgestellt wird, wächst der Gesamtabstand, so verschwindet der Bereich der hohen Visibilitäten vom Detektorbereich und die Visibilitäten wirken niedriger. Beim Vergleich des Auflösungsvermögens schnitten beide Setups gleich gut ab. In der Analyse des Dunkelfeldbildes einer Papierrolle als Objekt konnte auch noch der Effekt der optischen Vergrößerung gezeigt werden.

Zusammengefasst lässt sich sagen, dass wie erwartet im inversen Aufbau eine höhere Vergrößerung vorliegt. Dabei konnten auch keine Unterschiede im Auflösungsvermögen festgestellt werden. Es sind jedoch noch weitere Untersuchungen nötig, um zu bestätigen, dass die Abweichungen in der Visibilität wie vermutet am Gitter und der schlechten Positionierung der Maxima der Visibilität in der Visibilitätskarte lagen. Bereits jetzt zu sagen, dass das inverse Setup großes Potenzial im Buchscanprojekt bietet.

Literatur

- [Dem17a] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2017.
- [Dem10] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 3*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2010.
- [Dem17b] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 4*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2017. DOI: DOI10.1007/978-3-662-52884-6.
- [Don+09] Tilman Donath u. a. „Inverse geometry for grating-based x-ray phase-contrast imaging“. In: *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS* 106.054703 (2009).
- [EKS06] Hans Joachim Eichler, Heinz-Detlef Kronfeldt und Jürgen Sahn. *Das Neue Physikalische Grundpraktikum*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2006.
- [FRS36] William Henry Fox Talbot E. F.R.S. „Facts relating to optical science. No. IV.“ In: *Philosophical Magazine* 3 (1836). URL: <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/14786443608649032>.
- [HH06] C.-W. Han und B. Han. „High Sensitivity Shadow Moiré Using Nonzero-Order Talbot Distance“. In: *Experimental Mechanics* 46 (2006). DOI: 10.1007/s11340-006-6600-8.
- [Lau18] E. Lau. *Beugungserscheinungen an Doppelrastern*. Annalen der Physik. 6. Folge. Band 2, 1918.
- [Lud20] v. Ludwig. *Development of image acquisition and alignment methods for X-ray dark-field and phase-contrast imaging*. Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität, 2020.
- [Mom+03] Atsushi Momose u. a. „Demonstration of X-ray Talbot interferometry“. In: *Japanese journal of applied physics* 42(7B) (2003).
- [Pfe08] Franz Pfeiffer. „Hard-X-ray dark-field imaging using a grating interferometer“. In: *nature materials* 7:134–137 (2008).
- [Pfe+06] Franz Pfeiffer u. a. „Phase retrieval and differential phase-contrast imaging with low-brilliance X-ray sources“. In: *nature physics* 2 (2006). DOI: 10.1097/RLI.0b013e31822a585f.

- [Rit10] A. Ritter. *Entwicklung einer Simulation zur Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung*. Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen Nürnberg, 2010.
- [Web13] T. Weber. *Untersuchungen zur gitterbasierten Phasenkontrast Röntgenbildgebung in polychromatischen Strahlungsfeldern*. Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen Nürnberg, 2013.
- [Wei05] Timm Weitkamp. „X-ray phase imaging with a grating interferometer.“ In: *OPTICS EXPRESS* 6304 13.16 (2005).
- [Wik20] Wikipedia. *Compton-Effekt*. aufgerufen am 04.03.2020. 2020. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Compton-Effekt>.
- [Yan15] Liu H. Yan A Wu X. „A general theory of interference fringes in x-ray phase grating imaging.“ In: *Med Phys.* 42(6).3036-3047 (2015). DOI: 10.1118/1.4921124.
- [Zan13] A. Zang. *Über die Erkennbarkeit fein verteilten Mikrokalks in der interferometrischen Mammographie*. Masterarbeit, Friedrich-Alexander-Universität, 2013.

Erklärung

Hiermit bestätige ich, Gian Luca Nestola, dass ich diese Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel und Quellen angefertigt habe.

Erlangen, den 27. 11. 2020

Gian Luca Nestola