

Aufbau eines Röntgen-Phasenkontrast-Scanners für die
Mammographie

Bachelorarbeit aus der Medizintechnik

Vorgelegt von
Mathias Dörnbrack
22. März 2018

Erlangen Centre for Astroparticle Physics
Physikalisches Institut IV
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg



Betreuerin: Prof. Dr. Gisela Anton

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	9
2 Grundlagen	11
2.1 Röntgenstrahlen als Elektromagnetische Welle	11
2.1.1 Maxwell und die Wellengleichung	11
2.1.2 Komplexer Brechungsindex	12
2.2 Wechselwirkungsprozesse von Röntgenstrahlung mit Materie	14
2.2.1 Photoelektrischer-Effekt	15
2.2.2 Compton-Effekt	16
3 Bildgebung mit dem Talbot-Lau Gitterinterferometer	19
3.1 Aufbau eines Talbot-Lau Gitterinterferometers	19
3.1.1 Talbot-Effekt	19
3.1.2 Lau-Effekt	21
3.1.3 Talbot-Lau-Interferometer	21
3.2 Bildmodalitäten	22
3.2.1 Absorptionsbild	23
3.2.2 Differentielles Phasenbild	24
3.2.3 Dunkelfeldbild	25
4 Material und Methoden	27
4.1 Röntgenquelle	27
4.2 Detektor	28
4.3 Gitter	29
4.4 Phasenrekonstruktion aus kontinuierlicher Objektbewegung	31
5 Ergebnisse	33
5.1 Motorsteuerung	34
5.2 Gitterhalterung	35
5.3 Ansteuerung der Verfahrachse	36
5.4 Spikes zur Entkopplung	36

Inhaltsverzeichnis

5.5	Messung mit altem Aufbau	37
5.6	Messung mit neuem Aufbau	39
6	Zusammenfassung	43
	Literaturverzeichnis	45

Abbildungsverzeichnis

2.1	Komplexer-Brechungsindex	13
2.2	Effektverteilung	15
2.3	Photoelektrische-Effekt	16
2.4	Compton-Effekt	17
3.1	Tabotteppich	20
3.2	Talbot-Lau-Interferometer	22
3.3	Phasesteppingkurven	23
3.4	Absorptionsbild einer Mastektomieprobe	24
3.5	Differentielles Phasenbild einer Mastektomieprobe	25
3.6	Dunkelfeldbild einer Mastektomieprobe	26
4.1	Visibilität nach Beschleunigungsspannung	27
4.2	Verwendete Detektoren	29
4.3	Gitterzerteilung	30
4.4	Bild der Phasenlage	31
5.1	Neuer Aufbau in Gesamtübersicht	33
5.2	Motorsteuerung	34
5.3	Gitterhalterung	35
5.4	Bild der Phasenlage und Visibilität des alten Aufbaus	37
5.5	Aufnahmen von Nüssen mit altem Aufbau	38
5.6	Aufnahme eines Ü-Eis mit altem Aufbau	39
5.7	Bild der Phasenlage und Visibilität des neuen Aufbaus	40
5.8	Aufnahmen von Nüssen und eines Ü-Eis mit neuen Aufbau	40
5.9	Aufnahmen von anatomischen Proben mit neuen Aufbau	41

Tabellenverzeichnis

4.1	Detektoren	28
4.2	Gitter vor dem Umbau	30
4.3	Gitter nach dem Umbau	30
4.4	Abstände vor dem Umbau	31
4.5	Abstände nach dem Umbau	31

1 Einleitung

Als die Röntgenstrahlen durch Wilhelm Konrad Röntgen entdeckt wurden [Roe98], sollte dies die diagnostische Medizin umwälzen und zudem viele neue Wissenschaftsfelder schaffen. Der Einzug in die Diagnostik fand schon wenige Jahre nach der Entdeckung, der „neuen Strahlung“ statt [Ass95] und war fort an nicht mehr aufzuhalten. Heutzutage basieren alle medizinischen Röntgenbildgebungen auf dem Absorptionsverfahren. Dies detektiert die Schwächung der Röntgenstrahlen, während der Transmission durch ein Objekt und generiert aus diesen Informationen das Bild. In den letzten mehr als 100 Jahren hat sich die Bildgebung enorm verbessert, z.B. sind heute Messungen bis in den Nanometerbereich möglich [And+10]. Jedoch ist das Grundprinzip des Absorptionsbildes immer gleich geblieben. Wir wollen in dieser Arbeit genauer auf die Welleneigenschaften der Röntgenstrahlung eingehen und diese für einen anderen Grundansatz der Bildgebung nutzen. Hierfür wird der Phasenschub der Röntgenstrahlen ausgewertet, wodurch wir die sogenannten Phasenkontrastbilder generieren können. Ermöglicht wurde dies unter anderem durch Ulrich Bonse, welcher eines der ersten Interferometer gebaut hat, das in der Lage war den Phasenschub von Röntgenstrahlen zu messen [Bon+65]. „Diese Messung des Phasenschubs liefert zusätzliche Objektinformation welche insbesondere im Bereich der medizinischen Bildgebung hilfreich sein kann. Dabei stellt die Mammographie eines der vielversprechendsten und am meist untersuchten Anwendungsfelder dar.“ [Coa+13] Die „Phasenkontrast[...]Röntgenbildgebung kann unter Umständen den radiologischen Ansatz für die Brustbildgebung revolutionieren, da sie intrinsisch in der Lage sind, feine Unterschiede in der Elektronendichte eines Materials zu detektieren und die effektive integrierte lokale Kleinwinkelstreuung zu messen, die durch die mikroskopische Dichteschwankungen in der Probe erzeugt wird.“ [Sta+11] Um den tatsächlichen Nutzen der Methode darzustellen sind zukünftig noch umfassende Patientenstudien von Nöten und es muss gezeigt werden, dass der technischer Aufwand und die Kosten des Interferometer verhältnismäßig sind. Ein weiteres Problem stellt die Robustheit dar. Interferometer sind sehr anfällig für äußere Störungen, insbesondere Erschütterungen. Ziel dieser Arbeit soll es sein, ein Interferometer aufzubauen, welches mit möglichst wenig Komple-

1 Einleitung

xität, Freiheitsgeraden und Kosten auskommt und trotzdem eine möglichst hohe Störungsempfindlichkeit besitzt. Damit soll aufgezeigt werden, wie weit es möglich ist, einen verhältnismäßig produktnahen Prototypen für die medizinische Bildgebung zu erstellen.

2 Grundlagen

2.1 Röntgenstrahlen als Elektromagnetische Welle

2.1.1 Maxwell und die Wellengleichung

Elektromagnetische Wellen erstrecken sich über ein sehr großes Spektrum. Auch die Röntgenstrahlen ordnen sich dort ein. Sie befinden sich in dem Bereich von 100eV bis 200keV [Kah17]. Somit lassen sie sich, wie alle elektromagnetischen Wellen, durch die Elektrodynamik beschreiben, deren Kern die Maxwellschen Gleichungen sind [Gri11]:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = -\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.4)$$

Diese beschreiben mathematisch das Zusammenspiel zwischen der elektrischen Feldstärke \vec{E} und der magnetischen Flussdichte \vec{B} in Abhängigkeit der Zeit. Wobei \vec{j} die Stromdichte, ρ die Ladungsdichte, \vec{D} die elektrische Flussdichte und \vec{H} die magnetische Feldstärke beschreibt. Des Weiteren lässt sich in homogenen Materialien, mit Hilfe von ϵ der dielektrischen Leitfähigkeit (Permittivität) und μ der magnetischen Leitfähigkeit (Permeabilität), der Zusammenhang zwischen den Feldstärken und den Flussdichten herstellen. Dieser Zusammenhang wird durch die Materialgleichungen der Elektrodynamik ausgedrückt:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.5)$$

Wenn wir nun den Rotationsoperator $\nabla \times$ auf beiden Seiten der Formel 2.3 anwenden und die Gleichungen 2.1 und 2.4 einbeziehen, erhalten wir [Pag06]:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \quad (2.6)$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\nabla \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.7)$$

$$= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} (\nabla \times \vec{B}) \quad (2.8)$$

$$= -\epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (2.9)$$

$$\Delta \vec{E} = -\epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (2.10)$$

Für diese Lösung nehmen wir einen quellen- und ladungsfreien Raum an, was bedeutet, dass $\rho = 0$ und $j = 0$. Mit 2.10 haben wir nun die Wellengleichung für das elektrische Feld. Durch analoges Vorgehen auf 2.4 kann auch die Wellengleichung des magnetischen Feldes berechnet werden. Mit $\frac{1}{c^2} = \epsilon\mu$ kann nun die Wellengleichung zu

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (2.11)$$

gelöst werden. Dabei bezeichnet \vec{k} den Wellenzahlvektor, welcher die Wellenlänge und Ausbreitungsrichtung der Welle angibt.

Die Geschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen ist abhängig von dem Medium, in welchem sie sich bewegt. Im Vakuum pflanzen sie sich mit der Lichtgeschwindigkeit c fort, wohingegen in anderen Medien die Geschwindigkeit von den Materialeigenschaften anhängt. Daraus ergibt sich:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c}{n}$$

wobei n den Brechungsindex angibt.

2.1.2 Komplexer Brechungsindex

Allgemein beschreibt der Brechungsindex das Verhältnis der Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Welle im Vakuum zu der in einem Medium [Hec09]

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\frac{\epsilon\mu}{\epsilon_0\mu_0}} \quad (2.12)$$

2.1 Röntgenstrahlen als Elektromagnetische Welle

Bei der Transmission einer elektromagnetischen Welle durch ein Medium treten zwei Veränderungen auf. Wie in Abbildung 2.1 zu sehen, klingt die Intensität exponentiell ab und die Welle erhält zusätzlich einen Phasenschub.

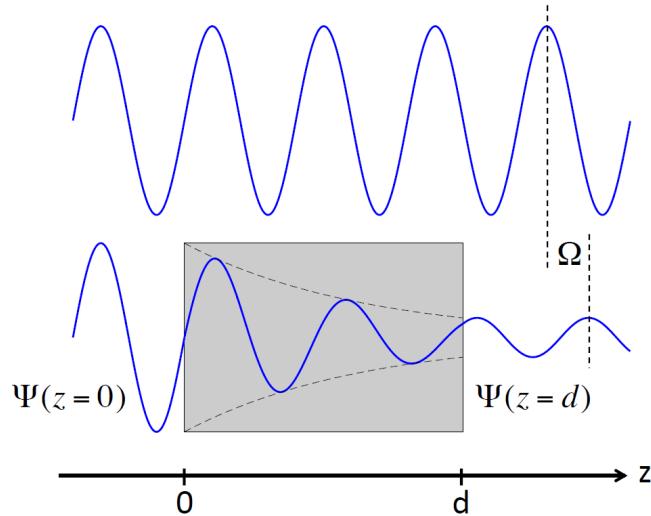


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Ausbreitung einer Röntgenwelle im Freifeld (oben) und bei der Transmission durch ein Objekt (unten). Bei der Transmission kommt es zu einer exponentiellen Schwächung der Intensität (Amplitude) und einem Phaseschub. [Pel16]

Um diese Modulationen vollständig beschreiben zu können, wird hier der komplexe Brechungsindex eingeführt. [Sta+11]

$$n = 1 - \delta + i\beta \quad (2.13)$$

Wobei δ der Dekrement (Realanteil) des Brechungsindexes ist und somit für den Phasenschub verantwortlich ist. Der Imaginärteil β hingegen beschreibt die intensitätsabschwächenden Eigenschaften des Materials. Wenn wir nun die allgemeine Form einer ebenen Welle betrachten und die Bedingung $k = k_0 \cdot n$ setzen, ergibt sich die Beschreibung des Feldes als:

$$\vec{E}_{(r,t)} = \vec{E}_0 \cdot e^{i(nk_0r - \omega t)} \quad (2.14)$$

$$\vec{E}_{(r,t)} = \vec{E}_0 \cdot e^{i((1-\delta+i\beta)k_0r - \omega t)} \quad (2.15)$$

$$\vec{E}_{(r,t)} = \vec{E}_0 \cdot e^{i(k_0r - \omega t)} \cdot \underbrace{e^{-\beta k_0 r}}_{\text{Absorption}} \cdot \underbrace{e^{-i\delta k_0 r}}_{\text{Phasenschub}} \quad (2.16)$$

Wertet man ausschließlich den Betrag aus, so ergibt sich die Intensität in Abhängigkeit der Eindringtiefe r und wir erhalten das Lambert-Beersche Gesetz

$$I_{(r)} = \left| \vec{E}_{(r,t)} \right|^2 = E_0^2 \cdot e^{-2\beta k_0 r} = I_0 \cdot e^{-\mu r}, \quad (2.17)$$

wobei μ als Schwächungskoeffizienten bezeichnet wird.

2.2 Wechselwirkungsprozesse von Röntgenstrahlung mit Materie

Wie in Abschnitt 2.1.2 gezeigt, erfährt eine elektromagnetische Welle, welche ein Medium durchdringt, eine Schwächung der Intensität und einen Phasenschub. Diese Erscheinungen lassen sich durch den Photoelektrischen-Effekt, Compton-Effekt und die Paarbildung erklären. In Abbildung 2.2 ist zu erkennen, dass sich die Verhältnisse dieser Effekte je nach Energiebereich und Ordnungszahl des Absorptionsmediums verschieben. Somit erhält jeder Effekt sein eigenes Dominanzgebiet. Im Folgenden wird nur auf den Photoelektrischen- und Compton-Effekt eingegangen, da nur diese für den von uns genutzten Energiebereich bis 40keV relevant sind. Paarbildung entsteht erst dann, wenn das Photon mindestens die doppelte Ruheenergie eines Elektrons von $1,02\text{MeV}$ erreicht. [Dem16]

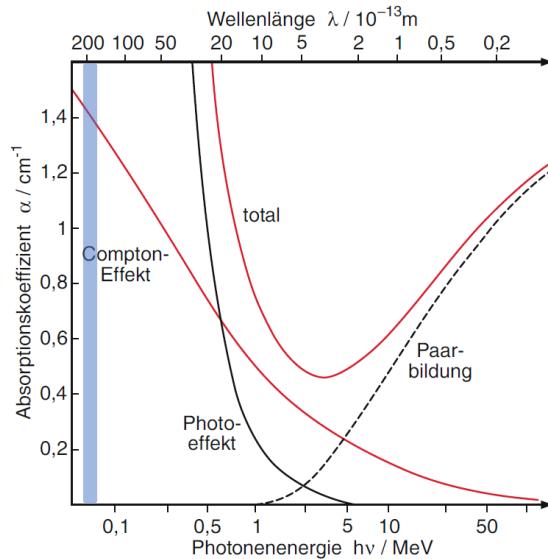


Abbildung 2.2: Beiträge von Photoelektrischen-Effekt, Compton-Effekt und Paarbildung am Beispiel von Blei. α gibt den Absorptionskoeffizienten an, welcher das Produkt der Teilchenzahldichte und des Absorptionsquerschnittes ist. Der Blau markierte Bereich gibt grob den in dieser Arbeit relevanten Energierreich an. [Dem16](modifiziert)

2.2.1 Photoelektrischer-Effekt

Der Photoelektrische-Effekt beschreibt den Wechselwirkungsprozess von Photonen auf Atome, bei deren Resultat Elektronen und Fluoreszenzphotonen emittiert werden [Dem16]. Dabei kollidiert ein Photon mit einem gebundenen Elektron in der Atomhülle. Für den Fall, dass die Energie des Photons E_{Photon} , welche sich aus dem Planckschen Wirkungsquantum h und der (Licht-)Frequenz des Photons ν zusammen setzt, größer ist als die Bindungsenergie des Elektrons E_b , nimmt das Elektron die gesamte Energie des Photons auf.

$$E_{\text{Photon}} = h \cdot \nu > E_b \quad (2.18)$$

Damit überwindet es die Schwelle der Bindungskräfte und löst sich aus der Atomhülle. Abbildung 2.3 veranschaulicht diesen Vorgang schematisch. Anschließend fällt ein Elektron eines höheren Niveaus in das freigewordene Energieniveau.

Die Energie, die es dabei verliert, kann sich dann durch das Entsenden eines Fluoreszenzphotons äußern. Nicht alle Photonen, welche ein Absorptionsmaterial durchdringen, interagieren auf diese Weise. Die Häufigkeit der Kollisionen von Photon und Elektronen steckt in dem Schwächungs- bzw. Absorptionskoeffizient des Lambert-Beerschen Gesetzes (2.17). Somit ist dieser Effekt stark für die Intensitätsschwächung der Röntgenstrahlung verantwortlich.

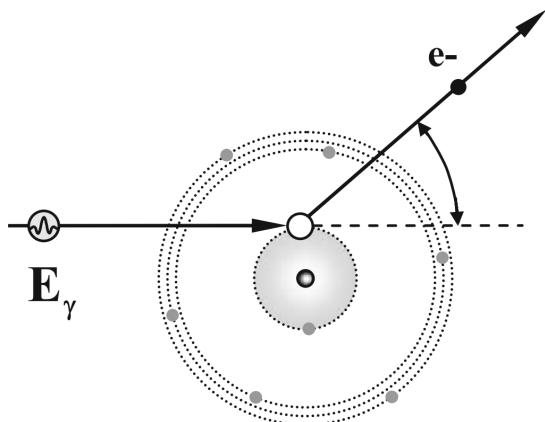


Abbildung 2.3: „Schematische Darstellung des Photoeffekts an einem K-Elektron. Absorption des Photons durch ein K-Elektron mit Ionisierung der Atomhülle.“ [Kri17]

2.2.2 Compton-Effekt

Bei der Compton-Streuung, oder auch inkohärenten Streuung, überträgt ein Photon nur einen Teil seiner Energie an das mit ihm kollidierende Elektron. Die hierbei beteiligten Elektronen befinden sich, anders als bei dem Photoelektrischen-Effekt, verhältnismäßig weit von dem Atomkern entfernt und besitzen damit auch ein niedrigeres Energieniveau. Durch die deutlich geringere Bindungsenergie ($E_B \ll E_{photo}$) ist es dem Photon möglich einen elastischen Stoß auszuführen. Dabei überträgt es einen Teil seiner Energie und Impulses an das Elektron, das Photon wird nun um den Comptonwinkel φ abgelenkt. Dieser Vorgang ist in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt.

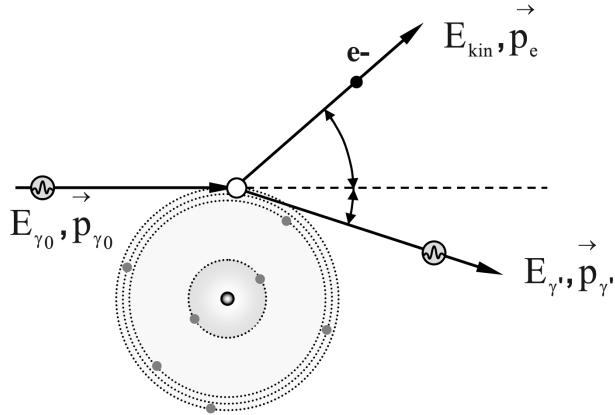


Abbildung 2.4: „Schematische Darstellung des Compton-Effekts als Stoßprozess des einfallenden Photons mit einem schwach gebundenen äußeren Hüllenelektron“ [Kri17]

Mit Hilfe von φ kann nun auch die Energie des Photons nach dem Wechselwirkungsprozess berechnet werden [Kri17]:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma_0}}{1 + \frac{E_{\gamma_0}}{m_0 c^2} \cdot (1 - \cos \varphi)} \quad (2.19)$$

Auf Grund der indirekten Proportionalität zwischen der Energie und der Wellenlänge eines Photons $E_{\text{Photon}} = \frac{hc}{\lambda}$, vergrößert sich diese zwangsläufig bei Energieverlust. Unter Berücksichtigung der Energie- und Impulserhaltung, ergibt sich folgende Formel [Dem16]:

$$\Delta \lambda = \lambda_s - \lambda_0 = \lambda_c \cdot (1 - \cos \varphi) \quad (2.20)$$

Dabei ist λ_0 die Wellenlänge vor und λ_s die Wellenlänge nach der Streuung. λ_c gibt die Comptonwellenlänge an. Auf Grund der Ablenkung erreichen nicht mehr alle Photonen den Detektor, was dazu führt, dass auch der Compton-Effekt einen Einfluss auf die Intensitätsschwächung hat. Die Wahrscheinlichkeit, dass dieser Effekt eintritt, wird durch den Compton-Wechselwirkungskoeffizienten σ_c beschrieben [Kri17]:

$$\sigma_c \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot E_{\gamma}^{-n} \quad (2.21)$$

2 Grundlagen

Dieser Koeffizient hängt von der Ordnungszahl Z , Massezahl A und der Dichte ρ des Absorptionsmediums ab, n beschreibt die Schwere des Mediums, wobei $n = 0,5$ für leichte und $n = 1$ für schwere Elemente steht.

3 Bildgebung mit dem Talbot-Lau Gitterinterferometer

Aus dem zuvor erwähnten Intensitätsverlust der Röntgenstrahlung werden die heute allseits bekannten Absorptionsröntgenbilder generiert. Um weitere Bildinformationen zu erhalten, wird in dieser Arbeit die Phasenkontrastmethode, welche mit Hilfe eines Talbot-Lau Interferometers den Phasenschub auswertet, verwendet. Dieses Interferometer basiert auf der Grundlage der Entdeckungen des Talbot-[Tal36] und des Lau-Effekts [Lau48]. Benannt wurden sie nach ihren Entdeckern Henry Fox Talbot und Ernst Lau. In diesem Kapitel werden diese Effekte genauer erläutert. Zudem soll der Aufbau des Interferometers und die Erzeugung der daraus generierten Bilddaten dargelegt werden.

3.1 Aufbau eines Talbot-Lau Gitterinterferometers

3.1.1 Talbot-Effekt

Der 1836 zum ersten Mal beschriebene Talbot-Effekt besagt, dass eine Lichtwelle, welche ein Beugungsgitter passiert, in diskreten Abständen eine Selbstabbildung erzeugt [Tal36]. Dieses Interferenzphänomen gilt nur für das Nahfeld und bedingt zusätzlich eine kohärente und monochromatische Lichtquelle. Die Abstände der reproduzierten periodischen Muster werden Talbotabstände Δ_m genannt und lassen sich mit [Pag06]:

$$\Delta_m = \frac{2a^2 m}{\lambda} \quad (3.1)$$

berechnen. Dabei ist a die Periode des Phasengitters, λ die Wellenlänge der elektromagnetischen Wellen und $m \in \mathbb{N}$. Zwischen den ganzzahligen Talbotabständen gibt es jeweils bei $\frac{\Delta_m}{2}$ weitere Abbilder die um $\frac{a}{2}$ entlang des Gitters verschoben sind. In Abbildung 3.1 ist dieser Interferenzeffekt mit einer Periode von $200\mu m$ über einen kompletten Talbotabstand (Δ_m) grafisch simuliert. Somit reproduziert

sich das Muster bei Δ_m und zusätzlich ist bei der Hälfte des Talbotabstandes die Verschiebung des Selbstabbildes um die Hälfte der Periode, also um $100\mu\text{m}$, zu sehen.

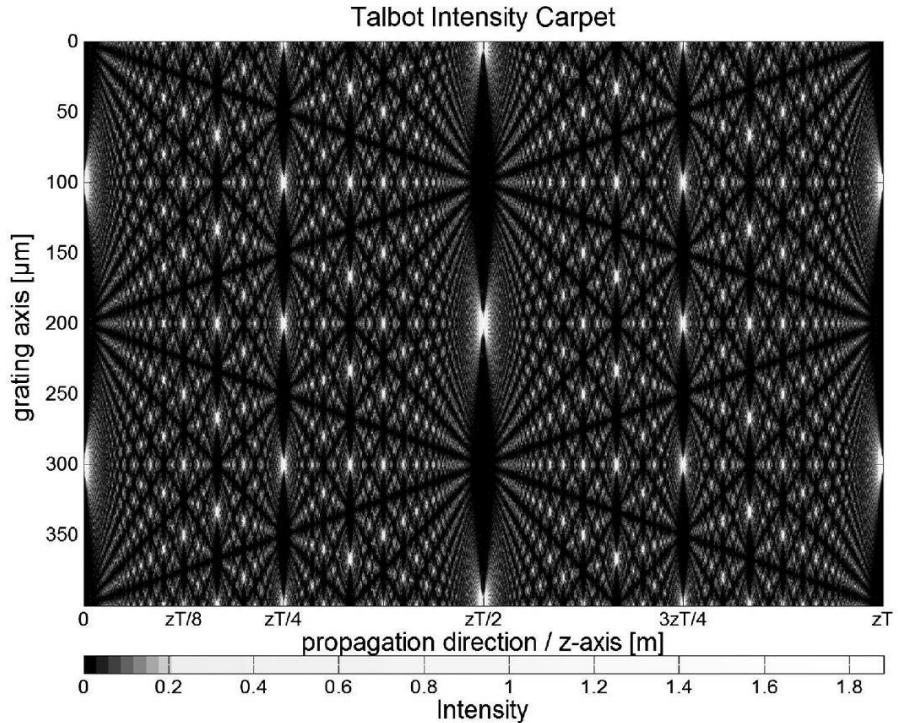


Abbildung 3.1: Intensitätsverteilung eines periodischen Liniengitters von $200\mu\text{m}$, beleuchtet durch eine ebene Welle von 100nm Wellenlänge. Das Talbot-Bild befindet sich bei Δ_m , ein verschobenes Selbstbild befindet sich bei $\frac{\Delta_m}{2}$. Fraktionale Talbot-Bilder finden sich beispielsweise bei $\frac{\Delta_m}{4}$ oder $\frac{\Delta_m}{8}$. [Tho+14]

Des Weiteren können noch die sogenannten fraktionalen Talbotabbilder aufgezeigt werden, welche von der Beschaffenheit des Gitters abhängig sind. Berechnet werden können sie mit [Bar10]:

$$\Delta_n = (2n - 1) \frac{a^2}{4\eta\lambda} \quad (3.2)$$

$$(3.3)$$

3.1.2 Lau-Effekt

Wie zuvor in 3.1.1 erwähnt, werden für den Talbot-Effekt kohärente Wellen benötigt. Übliche Röntgenquellen erzeugen jedoch keine kohärenten Röntgenstrahlen. Allerdings entdeckte Ernst Lau 1948, unter der Verwendung von inkohärenten Lichtquellen: „Stellt man 2 gleichartige Raster hintereinander, so wird in bestimmten Abständen ein Raster durch das andere Raster abgebildet.“ [Lau48]. Somit können wir uns den Talbot-Effekt mit Hilfe des Lau-Effekt trotzdem zu Nutze machen. Hierfür wird das Quellgitter G_0 üblicherweise sehr nah an der Röntgenquelle platziert. Die Gitterspalten lassen sich als einzelne Linienquellen ansehen, welche zueinander inkohärent sind. Somit wird das zweite Gitter mit ausreichend räumlich kohärenten Wellen bestrahlt, was den Talbot-Effekt wiederum ermöglicht. [Pat83]. Jedoch ist jede Linienquelle individuell räumlich kohärent. Jeder Spalt des G_0 erhält dann sein eigenes Talbot-Muster, welche sich bei G_2 gerade wieder passend überlagern.

3.1.3 Talbot-Lau-Interferometer

Wie es die Namensgebung bereits vermuten lässt, basiert das in dieser Arbeit verwendete Talbot-Lau-Interferometer auf den in Abschnitt 3.1.1 und 3.1.2 beschriebenen Talbot- und Lau-Effekten. Der schematische Aufbau ist der Abbildung 3.2 zu entnehmen. Dabei strahlt die Röntgenquelle S inkohärente Röntgenstrahlen ab. Das Quellgitter G_0 , welches als Absorptionsgitter ausgelegt ist, wird dabei so nah wie möglich vor die Quelle platziert. Somit sorgt das Quellgitter, mit Hilfe des Lau-Effektes, für ausreichend kohärente Wellenfronten, um des Weiteren den Talbot-Effekt nutzen zu können. Anschließend durchläuft die Wellenfront ein Objekt und erhält dadurch, gemäß des komplexen Brechungsexponenten 2.13, eine Minderung der Intensität und einen Phasenschub, welche in Abhängigkeit des Materials stehen. Diese modifizierte Wellenfront trifft nun auf das Phasengitter G_1 . Dabei bleibt die Intensität nahezu unverändert, allerdings wird der Wellenfront in den Gitterabständen eine Verschiebung von einem definierten Phasenschub aufgeprägt. Das nun entstandene Interferenzmuster kann jedoch nicht direkt über den Detektor ausgewertet werden, da die Periodenlänge deutlich kleiner ist als die Pixelgröße des Detektors. Dafür wird das Analysatorgitter, welches als Absorptionsgitter ausgelegt ist und in einem Talbotabstand zu G_1 liegt, genutzt, um die Intensitätsverteilung abzutasten. Die Periode des Analysatorgitters entspricht $g_2 = u \frac{g_1}{2}$, wobei u für den Aufbau bedingten Vergrößerungsfaktor steht [Pfe+08].

Für die Abtastung bewegt sich G_2 in Ausbreitungsrichtung der Röntgenstrahlen und der Ausrichtung der Gitterstege. Dieser Vorgang wird Phasestepping genannt. [Wei+05] Im weiteren Verlauf der Arbeit wird noch eine weitere Methode vorgestellt, welche es ermöglicht, dass G_2 starr montiert werden kann. Das führt dazu, dass Freiheitsgrade reduziert werden können und damit auch die Komplexität des Interferometers reduziert wird. Diese ist zu finden unter Kapitel 4.4.

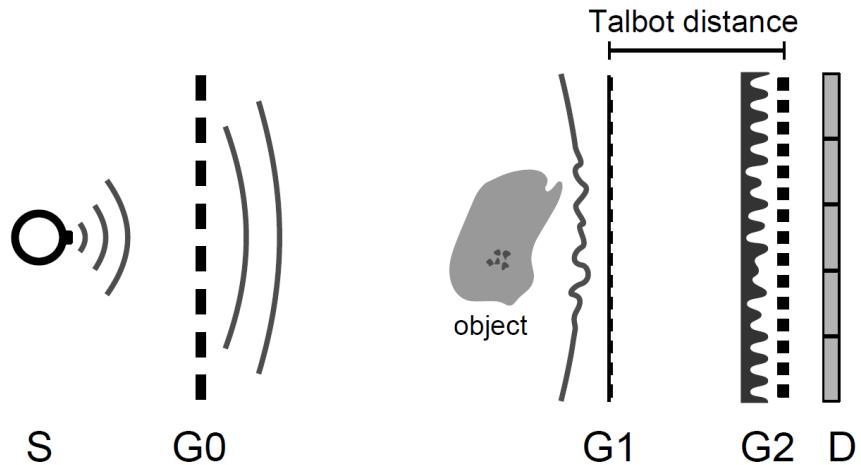


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung eines Talbot-Lau-Interferometers mit der Röntgenquelle S , dem Quellgitter G_0 , dem Phasengitter G_1 , dem Absorptions- bzw. Analysatorgitter G_2 und dem Detektor D . [Lud16]

3.2 Bildmodalitäten

Für jede Bildrekonstruktion wird eine Aufnahme ohne Objekt (ref) und eine Aufnahme mit Objekt (obj) benötigt. Wie in Abbildung 3.3 zu sehen, können aus diesen Phasesteppingkurven, für jeden Pixel, die mittleren Intensitäten I , die Amplituden A und die Phasendifferenz $\Delta\phi$ der beiden Aufnahmen bestimmt werden. Im Folgenden machen wir uns diese Werte zu Nutze, um das Absorptionsbild, das differentielle Phasenbild und das Dunkelfeldbild zu ermitteln.

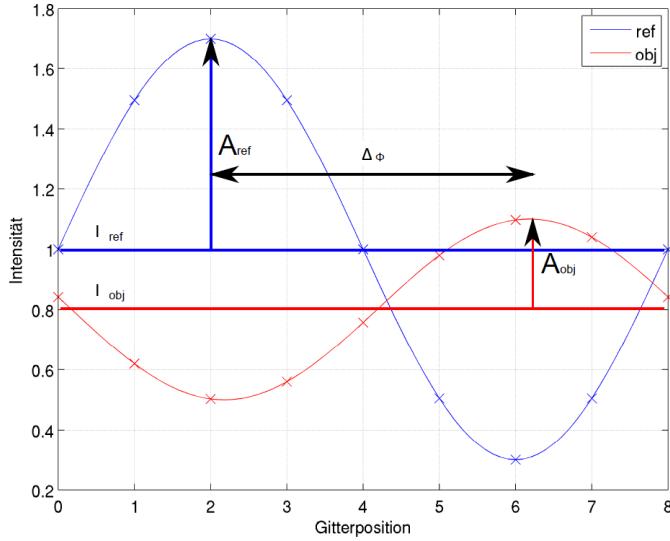


Abbildung 3.3: Phasestepplingkurve mit Objekt (obj) und ohne Objekt (ref) mit eingezeichneter mittlerer Intensität I , Amplitude A und Phasenverschiebung $\Delta\phi$ [Rie12] (modifiziert)

3.2.1 Absorptionsbild

Bei dem Absorptionsbild bleibt die Phase unbekannt und es ist nur die Intensität der Strahlung relevant. Dafür spielt ausschließlich der Imaginärteil des Komplexen Brechungsindexes 2.13 eine Rolle und somit können wir das Lambert-Beersche Gesetz 2.17 verwenden. Die Intensität hängt dadurch von dem Schwächungskoeffizienten μ ab. Da dieser bei unseren Objekten ortsabhängig variiert muss über ihn integriert werden.

$$I = I_0 \cdot e^{-\int \mu(r) dr} \quad (3.4)$$

Mit den mittleren Intensitäten I_{obj} und I_{ref} lässt sich nun der Wert für jeden Pixel berechnen.

$$\Gamma = \int \mu(r) dr = -\log \left(\frac{I_{obj}}{I_{ref}} \right) \quad (3.5)$$

Mit diesen Werten kann jetzt ein Absorptionsbild rekonstruiert werden. In Abbildung 3.4 ist ein Beispiel eines Absorptionsbildes einer Mastektomieprobe zu sehen. Die Absorptionsbilder werden heute bei allen herkömmlichen Röntgenverfahren verwendet. Da der Schwächungskoeffizient unter Weichgeweben sehr ähnlich ist, lassen sich mit diesen Verfahren Weichgewebeveränderungen nur sehr beschränkt analysieren. Einen großen Sprung macht der Koeffizient allerdings bei Knochen, wodurch ein hoher Kontrast zwischen Weichgewebe und Knochen entsteht. Dies prädestiniert die Absorptionsbildanalyse für die Untersuchung von Osteopathien.

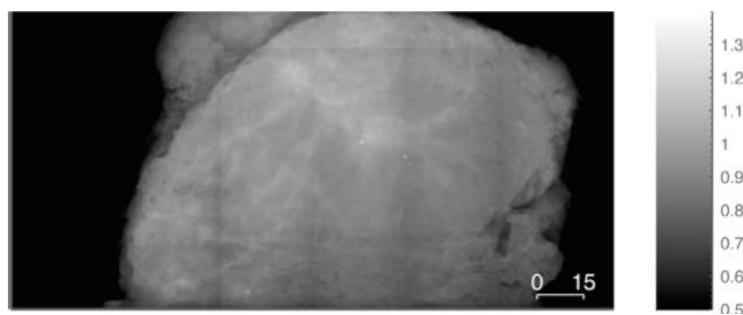


Abbildung 3.4: Absorptionsbild einer Mastektomieprobe. Die rechte Skala zeigt die Pixelintensitäten. [Ant+13](modifiziert)

3.2.2 Differentielles Phasenbild

Wie schon in Kapitel 2.1.2 erwähnt, erhält die Röntgenwelle beim Durchdringen eines Objektes nicht nur eine Minderung der Intensität, sondern auch einen Phasenschub. Diesen machen wir uns zu Nutze, um ein differentielles Phasenbild zu erstellen. Die Phasendifferenz ergibt sich dabei aus [Rie12]:

$$\Delta\Phi = \Phi_{ref} - \Phi_{obj}. \quad (3.6)$$

Ränder und Kanten sorgen für besonders starke Phasenversätze, wodurch sich Oberflächenstrukturen auch bei Geweben gut darstellen lassen. Dies lässt sich gut in Abbildung 3.5 erkennen.

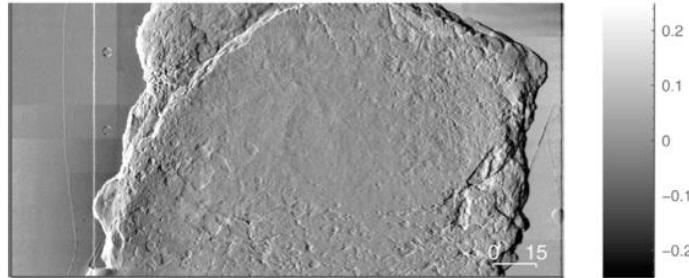


Abbildung 3.5: Differentielles Phasenbild einer Mastektomieprobe. Die rechte Skala zeigt die Pixelintensitäten. [Ant+13](modifiziert)

3.2.3 Dunkelfeldbild

Für die Rekonstruktion des Dunkelfeldbildes benötigen wir die **Visibilität**, welche sich mit Hilfe der mittleren Intensitäten und der Amplitude bestimmen lässt [Pfe+08].

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{A}{I_0} \quad (3.7)$$

Die **Visibilität** ist das Maß für den relativen Kontrast der Talbotstrukturen. Damit kann das Dunkelfeld als ein Maß für die Kleinwinkelstreuung der Röntgenphotonen gesehen werden. Das Dunkelfeld Σ ist dann das Verhältnis der Visibilitäten und wird üblicherweise angegeben mit [Ant+13]:

$$D = 1 - \ln(\Sigma) = 1 - \ln \left(\frac{V_{obj}}{V_{ref}} \right) = 1 - \ln \left(\frac{A_{obj} \cdot I_{0,ref}}{A_{ref} \cdot I_{0,obj}} \right) \quad (3.8)$$

Besonders interessant wird das Dunkelfeldbild, wenn in dem zu untersuchenden Objekt Strukturen auftreten, welche eine hohe Kleinwinkel-Streuung aufweisen. Dazu zählen vor allem poröse und granuläre Strukturen. Diese lassen sich, im Gegensatz zudem Absorptions- und differentiellen Phasenbild, bei dem Dunkelfeldbild gut erkennen [Pfe+08] [Rev+11]. Ein Beispiel dafür ist das sichtbar machen von Kalzifikationen [Ant+13] [Hau+14] [Mic+13]. Abbildung 3.6 zeigt wie ein Dunkelfeldbild einer Mastektomieprobe aussehen kann.

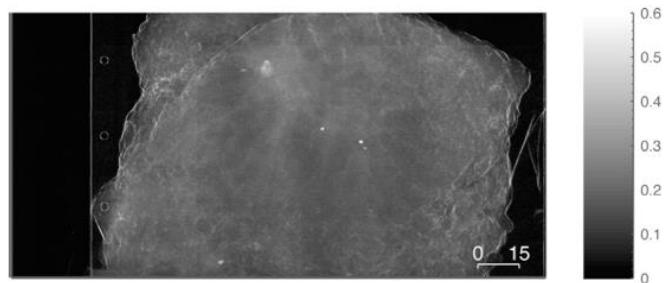


Abbildung 3.6: Dunkelfeldbild einer Mastektomieprobe mit sichtbaren Signalen von Kalzifikationen. Die rechte Skala zeigt die Pixelintensitäten. [Ant+13](modifiziert)

4 Material und Methoden

4.1 Röntgenquelle

In unseren Aufbauten wird die von Siemens produzierte Röntgenquelle MEGA-LIX Cat Plus 125/20/40/80-122GW verwendet. Serienmäßig ist diese Quelle in Angiographie-Geräten zu finden. Sie unterstützt eine Beschleunigung von 40keV bis 125keV . [Sie] Wir nutzen für unseren Aufbau den niedrigsten Bereich von 40keV , da wie in Abbildung 4.1 zu sehen ist, die Visibilität für das Verwendete Interferometer dort am höchsten ist und es zudem den Anwendungsbereich der Mammographie am nächsten kommt. Bei unseren Aufbau wird ein Röhrenstrom mit einem Wert von $50mA$ bis $100mA$ genutzt. Gesteuert wird die Röntgenröhre über die von Siemens bereit gestellte Software *A100 Scan Center*, welche es uns ermöglicht, unter anderem die Beschleunigungsspannung und den Röntgenstrom zu regulieren.

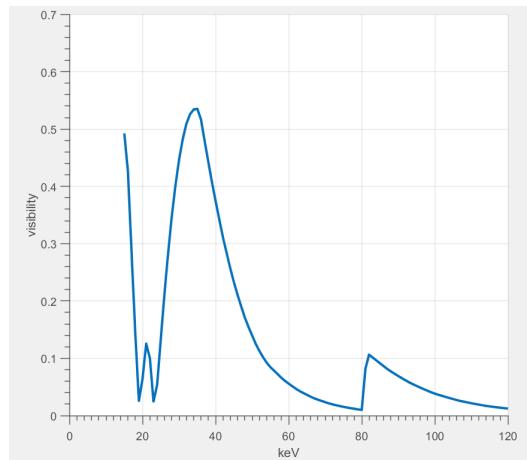


Abbildung 4.1: *Visibilität aufgetragen nach der Beschleunigungsspannung für die Gitterparameter des neuen Aufbaus*

4.2 Detektor

Vor dem Umbau wurde der Flächendetektor Xineos-1511 der Firma Teledyne DALSA verwendet. Dabei handelt es sich um einen Röntgendetektor mit CMOS-Sensortechnologie. Dieser zeichnet sich, laut seines Herstellers, besonders durch beste Bildqualität auch bei niedriger Strahlendosis, vernachlässigbare Bildverzögerung, geringe Verlustleistung, stabile Offset-Kalibrierung und integrierte Gain-, Offset- und Fehlerpixelkorrektur aus [Tel15a].

Nach dem Umbau wurde der Zeilendetektor Xineos-2301 der Firma Teledyne DALSA verwendet. Auch dieser ist mit einer CMOS-Sensortechnologie ausgestattet und besitzt sehr ähnliche Spezifikationen wie der zuvor verwendete Flächendetektor. Allerdings schafft es der Zeilendetektor, im 2x2 Binning-Modus und bei voller Auflösung, auf bis zu 600 Frames pro Sekunde [Tel15b].

Gegenüberstellung der Detektoren: In unserer Anwendung wird das zu scannende Objekt prinzipiell nur um einen schmalen Spalt detektiert, wodurch ein Großteil der Pixel eines Flächendetektors ungenutzt bleiben würde, beziehungsweise, im schlimmsten Fall, unnötige Daten generieren würden. Um die Datenmengen, die Scannzeit, die Komplexität, die Dimension und insbesondere die Kosteneffizienz des Aufbaus zu optimieren, wurde sich hier für diesen Zeilendetektor entschieden. Zudem ermöglicht die deutlich höhere Framerate einen Scan nochmal deutlich schneller durchführen zu können. In Tabelle 4.1 ist der Detektor des alten Aufbaus, dem des neuen Aufbaus gegenübergestellt und dort lassen sich weitere detaillierte technische Daten entnehmen.

Tabelle 4.1: Gegenüberstellung der Detektoren vor und nach dem Umbau

Parameter	Xineos-1511	Xineos-2301
Pixel Pitch	99 μm	99 μm
Active Area	147,3x113,7mm	228x6,5 mm
Resolution	1488x1148	2304x68
Scintillator	Medical-grade columnar CsI	Medical-grade columnar CsI



Abbildung 4.2: Flächendetektor Xineos-1511 von Teledyne DALSA rechts und Zeilendetektor Xineos-2301 von Teledyne DALSA links

4.3 Gitter

Wie in Kapitel 3.1.3 beschrieben, benötigen wir für das Interferometer drei Röntgengitter. Das sind das Quellgitter G_0 , das Phasengitter G_1 und das Absorptionsgitter G_2 . Bei der Dimensionierung müssen die Perioden der Gitter zueinander genau abgestimmt werden, um eine gute Bildgebung zu gewährleisten. Für das Phasengitter G_1 wurde ein Gitter gewählt, welches der Welle bei der Designenergie von 25keV einen Phasenschub von π aufprägt und möglichst wenig absorbierende Effekte aufweist. Das Absorptionsgitter G_2 hingegen sollte möglichst starke Absorptionseigenschaften der Stege aufweisen, um die Effizienz des Phasestappings so groß wie möglich zu gestalten. Die genauen technischen Daten der Gitter vor und nach dem Umbau sind den Tabellen 4.2 und 4.3 zu entnehmen. In Kapitel 3.1.1 haben wir zusätzlich gesehen, dass auch die Abstände der Gitter zueinander relevant sind, um den Talbot-Effekt mit Hilfe des Interferometers nutzen zu können. Diese Abstände wurden mit dem MathLab-Script „GSI simulation“ ermittelt und sind in den Tabellen 4.4 und 4.5 dargestellt.

Da für den neuen Aufbau auf einen Zeilendetektor zurück gegriffen wird, sollte auch die gesamte Länge des Detektorfeldes mit Gittern bedeckt sein. Nun wäre es nahe liegend fünf Gitter direkt aneinander zu platzieren. Dies wäre jedoch unverhältnismäßig teuer, da nur ein schmaler Spalt genutzt werden würde und die Gitter die teuersten Bestandteile des Interferometers darstellen. Aus diesem Grund werden die Gitter, wie in Abbildung 4.3 zu sehen, in fünf schmale Teilgitter

geschnitten und nebeneinander angeordnet. Somit erhalten wir eine hochgradig effiziente Nutzung der Gitter.

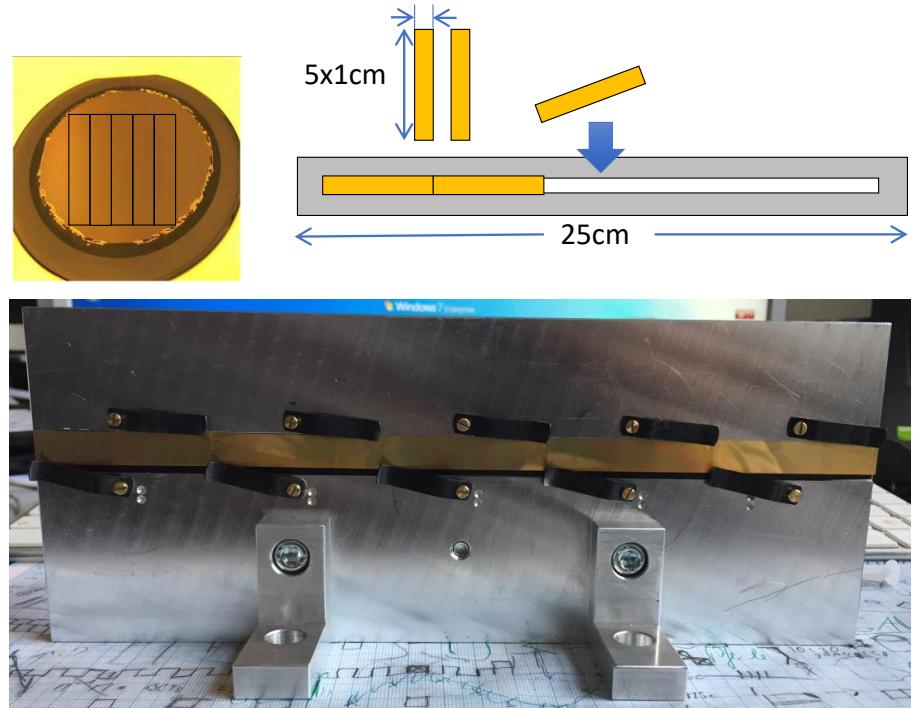


Abbildung 4.3: Quadratisches Gitter wird in 5 rechteckige Teilstücke geschnitten und in die Gitterhalterung platziert.

Tabelle 4.2: Gitter vor dem Umbau

Parameter	G_0	G_1	G_2
Material	Gold	Gold	Gold
Periode [μm]	24,39	4,37	2,4
Dicke [μm]	150	5	80
Duty Cycle	0,5	0,5	0,5

Tabelle 4.3: Gitter nach dem Umbau

Parameter	G_0	G_1	G_2
Material	Gold	Gold	Gold
Periode [μm]	24,39	2,185	2,4
Dicke [μm]	150	4,4	80
Duty Cycle	0,5	0,6	0,5

Tabelle 4.4: Gitterabstände vor dem Umbau

Abstände [cm]	G_0	G_1	G_2
G_0	-	78	85,7
G_1	78	-	7,7
G_2	85,7	7,7	-

Tabelle 4.5: Gitterabstände nach dem Umbau

Abstände [cm]	G_0	G_1	G_2
G_0	-	91,5	100,5
G_1	91,5	-	9
G_2	100,5	9	-

4.4 Phasenrekonstruktion aus kontinuierlicher Objektbewegung

Wie in Abschnitt 5.2 beschrieben, ist unser Absorptionsgitter G_2 nun starr und kann somit nicht mehr die Phasesteppingfunktion erfüllen. Dafür wird nun die Phasenrekonstruktion aus der kontinuierlichen Objektbewegung genutzt. Hierbei wird bei der **Referenzmessung** das Quellgitter G_0 kontinuierlich in y-Richtung, mit einer Geschwindigkeit von $v_{G_0} \ll \frac{p_0}{t_{acq}}$, gefahren. Hier stellt p_0 die Periode von G_0 und t_{acq} die Acquisitionszeit des Detektors dar. Die Standard-Rekonstruktion liefert nun den Mittelwert, die Phasenlage und die Visibilität für jeden Pixel. Das „Detuning“ des Interferometers sorgt dabei für unterschiedliche Phasenlagen der Pixel in y-Richtung. Deutlich sichtbar wird dies durch das entstehende Moire-Muster, welches in Abbildung 4.4 zu sehen ist.



Abbildung 4.4: Abbildung einer beispielhaften Phasenlage nach Referenzmessung mit kontinuierlichen Verfahren des Quellgitters G_0

Nun folgt die **Objektmessung**. Das Objekt wird dabei kontinuierlich in y-Richtung durch das Interferometer gefahren. Dabei soll es sich ein Pixel pro Frame fortbewegen, was eine Geschwindigkeit von $v_{obj} = \frac{p_{pixel}}{t_{acq}}$ ergibt. Bei dieser Bewegung übernehmen nun die Pixel einer Spalte die Aufgabe der Phasesteps. Die Phasestep-Position entspricht dabei der zuvor gemessenen Referenzphase. Im Unterschied zudem konventionellen Phasestepping, variiert hier der Mittelwert,

die Visibility und die Frequenz zwischen den Phasesteps und zusätzlich müssen die Phasestep-Positionen nicht äquidistant sein. Für diese Umsetzung gibt es verschiedene Modelle. Zum einen kann dies durch eine präzise Ausrichtung des Moiré-Muster zu den Detektorpixeln und einer Gain-Kalibration gelöst werden [Kot+07]. Zum anderen ist es auch umsetzbar durch das Binnen der Phase-Map und anschließenden Umsortieren bzw. Binnen der Pixel [Bac+17]. Die Dritte und auch in dieser Arbeit genutzte Methode, ist die Nutzung der Referenzinformationen im Fit-Model [Koe+15].

Nutzen der Referenzinformation im Fit-Modell: Durch die Referenzmessung haben wir jetzt für jeden Detektorpixel (i, j) die Phase $\varphi_{i,j}$, die Visibility $V_{i,j}$ und den Mittelwert $M_{i,j}$ gegeben. Das Modell der hinter Objektpixel (x, y) in Detektorpixel (i, j) gemessnen Intensität besagt:

$$I_{i,j}(x, y) = T(x, y)M_{i,j}(x, y)[1 + D(x, y)V_{i,j}(x, y)\sin(\varphi_{i,j}(x, y) + \vartheta(x, y))]. \quad (4.1)$$

Mit der Transmission T , dem Dunkelfeld D und dem Phasenschub ϑ als freien Parametern. Da nur in y-Richtung gefahren wird, gilt $i = x$, unabhängig von y . Der Zusammenhang von j und y ist dabei durch v_{obj} gegeben. Mit diesem Modell können die drei Bildmodalitäten anschließend durch Linearisierung und pseudo-Matrixinversion rekonstruiert werden.

5 Ergebnisse

In den Ergebnissen soll nun der fertige Aufbau vorgestellt und die wichtigsten Bestandteile und Änderungen beschrieben werden. Zudem werden noch die ersten Bildrekonstruktionen mit Hilfe des neuen Aufbaus vorgestellt. In Abbildung 5.1 ist ein Foto des gesamten Phasenkontrast-Röntgenscanners zu sehen.

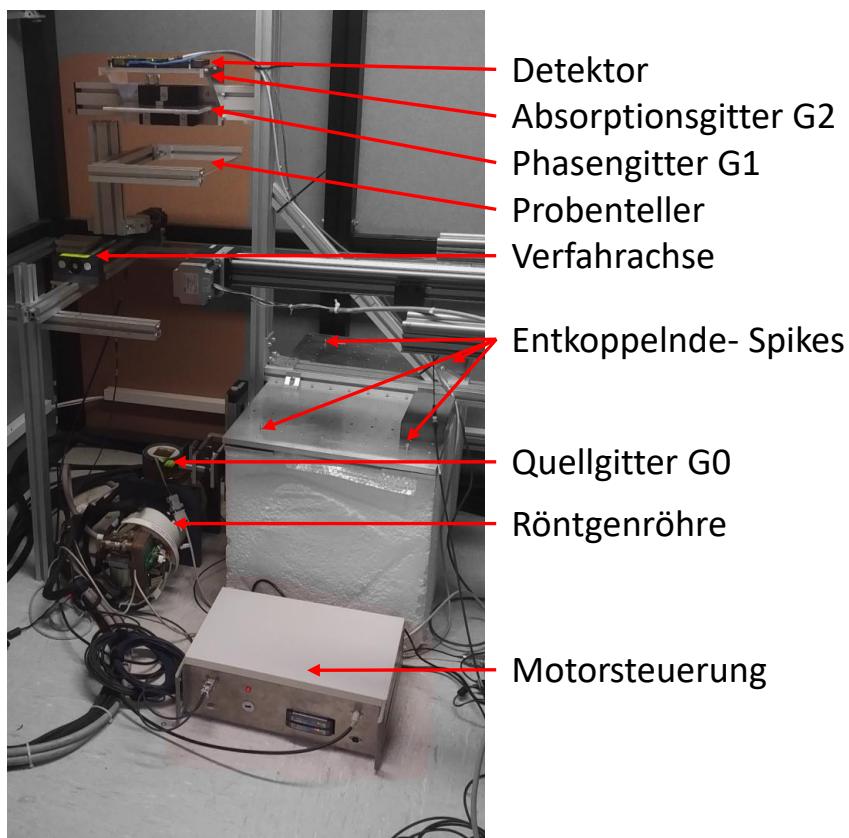


Abbildung 5.1: Neuer Aufbau des Interferometers in Gesamtblick, wobei Detektor, Absorptionsgitter und Phasengitter auf einer speziell gebauten Gitterhalterung montiert sind.

5.1 Motorsteuerung

Da unser Interferometer starr montiert ist, bewegen wir das zu scannende Objekt durch das Interferometer hindurch. Hierfür verwenden wir eine Spindellinearachse mit dem dazu passenden Schrittmotor MOT-AN-S-060 der Firma Igus. Diese Kombination ermöglicht eine ruhige kontinuierliche Bewegung des zu scannenden Objektes innerhalb eines großen anpassbaren Geschwindigkeitsbereichs. Gesteuert wird die Linearachse über den Schrittmotorcontroller NC-Pilot USB V2.1 von Mechapro, welcher über USB die Befehle des Messrechners bekommt. Die Steuersignale werden dann weiter an die Schrittmotor-Endstufe DS1044 von Lam gesendet, welche die Leistung für den Betrieb des Motors bereitstellt. Diese Komponenten und die dafür notwendigen Spannungsversorgungen wurden in ein 19-Zoll Metall Einschubgehäuse verbaut, was somit eine geschlossene Motorsteuerung darstellt. Bei dieser Steuerung wurde stark auf die Modularität und Flexibilität geachtet. Dafür wurde eine Frontplatte mit passenden Steckverbindern angefertigt, deren Gegenstücke auch fest an die Schrittmotoren und den Referenzschaltern befestigt wurden. Für das in dieser Arbeit aufgebaute Interferometer wird nur eine Verfahrachse benötigt, jedoch hat die Motorsteuerung die Anschlüsse und damit die Möglichkeit erhalten, zwei Verfahrachsen ansteuern zu können. Dies erschien sinnvoll und damit ist die Motorsteuerung für Erweiterungen des Aufbaus oder andere Versuche weiterhin ohne zusätzlichen Aufwand zu verwenden.



Abbildung 5.2: Bild der Motorsteuerung mit Beschriftung der Steckkontakte

5.2 Gitterhalterung

Um das Ziel dieser Arbeit zu erfüllen, muss dafür gesorgt werden, dass die einzelnen Komponenten des Interferometers auch montiert werden können. Hierfür wurde eine Gitterhalterung konstruiert und angefertigt, welche den Detektor, das Phasengitter G_1 und das Absorptionsgitter G_2 fasst. Um zu zeigen, dass die Phasenkontrastbildgebung auch mit relativ wenig Komplexität zu bewerkstelligen ist, galten für die Konstruktion besondere Leitfäden. Die Gitterhalterung sollte möglichst viele Einzelteile des Interferometers tragen können und dabei möglichst wenig Freiheitsgrade der Einzelteile zulassen. Zudem sollten möglichst wenig elektronische und dazugekaufte Komponenten verbaut werden. Es ist gelungen, dass G_1 , mit Hilfe einer mechanischen Justageplatte, nur noch in 2 Rotationsebenen beweglich ist und alle anderen Komponenten starr verbaut sind. Das bedeutet, es sind keine Translationsbewegungen von G_1 und G_2 mehr möglich. Da G_1 und G_2 nach der Justage zueinander steif befestigt sind, können sie kaum mehr unabhängig voneinander in Schwingung versetzt werden. Dadurch erhalten wir eine verbesserte Störunempfindlichkeit gegen Erschütterungen. Sollten sie also durch äußere Störungen in Vibration geraten, schwingen sie gemeinsam und bleiben dabei weiterhin zueinander justiert. Die Gitterhalterung ist in Abbildung 5.3 als 3D-Grafik zu sehen.

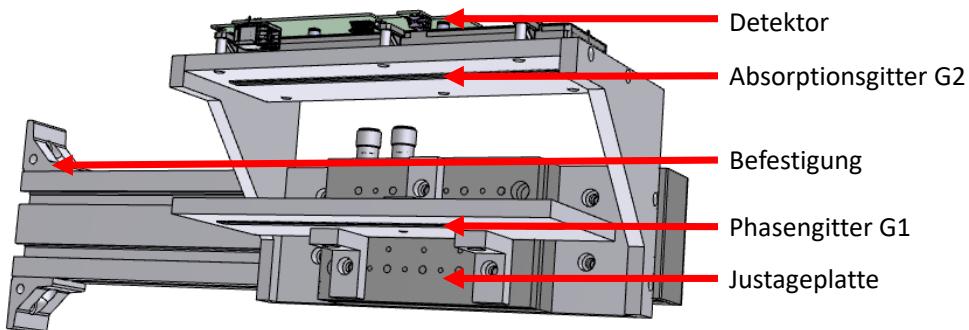


Abbildung 5.3: Gitterhalterung für Detektor, G_1 (justierbar) und G_2 (starr). Rein mechanisch und mit möglichst wenigen Freiheitsgraden realisiert

5.3 Ansteuerung der Verfahrachse

Die Software zur Aufnahme der Bilddaten ist über Labview realisiert. Aus diesem Grund bestand zu Beginn die Idee, auch die Verfahrachse über Labview anzusteuern, um einen höheren Grad an Integrität und Automatisierung zu erreichen. Es lag mir bereits ein Matlab-Skript (iSheep) vor, welches in der Lage ist, eine Verfahrachse aus Matlab heraus zu steuern. Dieses generiert ein Objekt (Motor), aus welchem dann die Funktionen heraus ausgeführt werden können. Für den Sendeframe vom PC zum Controller werden Datenpakete von insgesamt 64 Byte gesendet, bei dem jedes Byte seine zugewiesene Funktion hat. Der Controller ist mit dem PC über USB verbunden, wobei der USB-Port als virtueller COM-Port genutzt wird. Wie ein solcher Sendeframe zu formatieren ist, kann im Datenblatt [Mec17] nachgeschlagen werden. Da LabView in der Lage ist auch MathLab-Skripte einzubinden, bestand der erste Versuch darin, das Script iSheep direkt in die Scannersoftware einzubinden. Der Versuch schiede daran, dass es mir nicht gelang aus dem eingebundenen Script ein Objekt zu erzeugen. Aus dieser Erfahrung schließe ich, dass diese Funktion in LabView nicht vorgesehen ist.

Es ist mit LabView zudem auch möglich DLL Dateien einzubinden, also war der nächste Versuch das Script iSheep in eine DLL Datei zu konvertieren. Nach einiger Recherche hat sich herausgestellt, dass dies nur mit erheblichen Aufwand bzw. mit teurer Spezialsoftware möglich ist. Daraufhin entstand der Beschluss, die Verfahrachse weiterhin mit der mitgelieferten Software, dem NC-Pilot, anzusteuern. Für die Zukunft könnte es sich lohnen einen erneuten Versuch zu starten. Die Idee dafür wäre den virtuellen COM-Port direkt aus LabView heraus zu öffnen und anzusprechen und den Sendeframe auch direkt in LabView zu generieren und zu senden.

5.4 Spikes zur Entkopplung

In der Hifi-Audio-Technik existiert eine Methode, welche dafür sorgt, dass die Gehäuseschwingungen eines Subwoofers nicht auf den Boden übertragen werden. Dies nennt sich akustische Entkopplung. Dabei werden unter dem Laufsprecher Spikes befestigt, welche die Grenzfläche zum Boden minimal halten. Dadurch wird ein Großteil der von dem Subwoofer erzeugten Erschütterungen davon abgehalten auf den Boden übertragen zu werden. Bei uns herrscht das umgekehrte Problem. Wir versuchen das Interferometer vor den Erschütterungen des Bodens zu schützen. Inspiriert durch die Technologie der Hifi-Technik wurde auch das neu gebaute

Interferometer auf vier Spikes gestellt, in der Hoffnung, dass es auch hier zu einer Entkopplung des Bodens kommt und die Erschütterungen nicht auf das Interferometer übertragen werden. Nach dem das Interferometer justiert und das Moire-Muster gut erkennbar war, wurde es auf Erschütterungsstabilität geprüft. Es zeigte sich, dass es äußerst stabil bleibt und es nicht mehr leicht fiel das Moire-Muster zu erschüttern und selbst wenn dies gelang, führt es nur zu leichten Störungen. Im Gegensatz dazu war das Interferometer des vorherigen Aufbaus schon durch etwas stärkeres Auftreten auf den Boden zu irritieren. Eine genaue Analyse und quantitative Auswertung dieser Beobachtung steht jedoch noch aus.

5.5 Messung mit altem Aufbau

Wie in Abbildung 5.4 zu sehen, hatte der alte Aufbau eine hohe und relativ gleichmäßige Visibilität, was für gute Phasenkontrast- und Dunkelfeldbilder sorgte. Beispielhafte Aufnahmen eines Ü-Eis, einer Erd- und Walnuss sind in Abbildung 5.6 und 5.8 zu sehen. Jedoch sind in den Phasenkontrastbildern häufiger horizontale Wellen zu erkennen. Diese werden vermutlich durch äußere Erschütterungen, während des Scanprozesses, entstanden sein. Besonders gut sind sie im mittleren Bereich des Phasenkontrastbildes des Ü-Eis in Abbildung 5.6 zu erkennen. Man kann also sehen, dass der alte Aufbau sehr störanfällig war und auch schon kleinste Impulse, z.B. kräftigere Schritte während des scannens, reichten um das Bild zu irritieren. Zudem betrug das scannbare Fenster des alten Aufbaus nur knapp 9cm , was für eine möglichst produktnahe Sichtweise viel zu klein war. Es wäre zwar möglich die Proben in mehreren Kacheln abzufahren, um somit größere Objekte abtasten zu können, dies würde jedoch deutlich mehr Zeit in Anspruch nehmen.

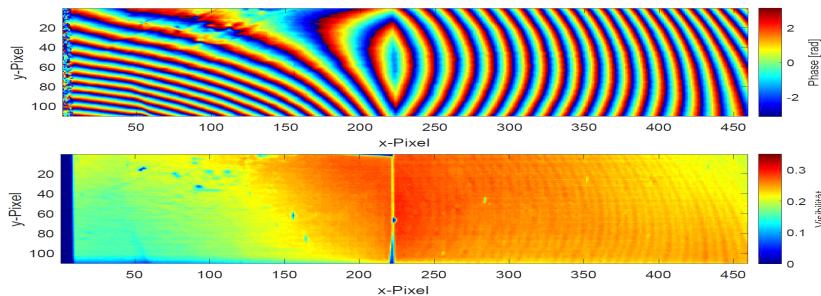


Abbildung 5.4: Abbildung der Phasenlage (oben) und der Visibilität (unten) nach Referenzmessung mit kontinuierlichen Verfahren des Quellgitters G_0 für den alten Aufbau

5 Ergebnisse

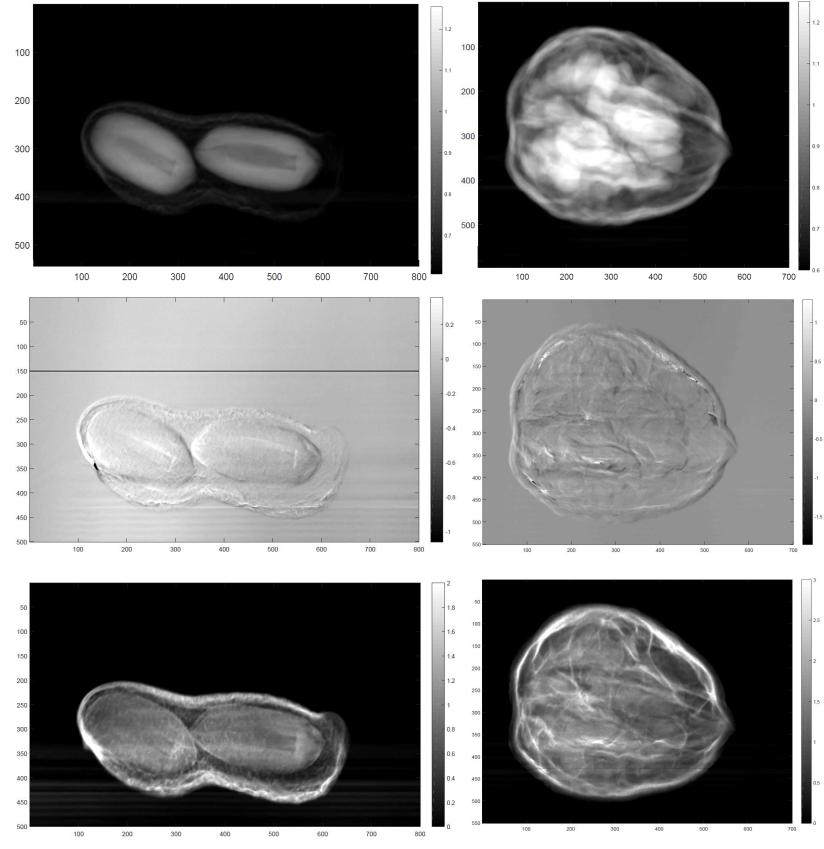


Abbildung 5.5: Aufnahmen einer Erd- und Walnuss mit dem alten Aufbau. Oben: Absorptionsbild, Mitte: Phasenkontrastbild, Unten: Dunkelfeldbild, Aufgenommen mit einer Framerate von 8 fps, einer Beschleunigungsspannung von 40kV und einem Röhrenstrom von 50mA

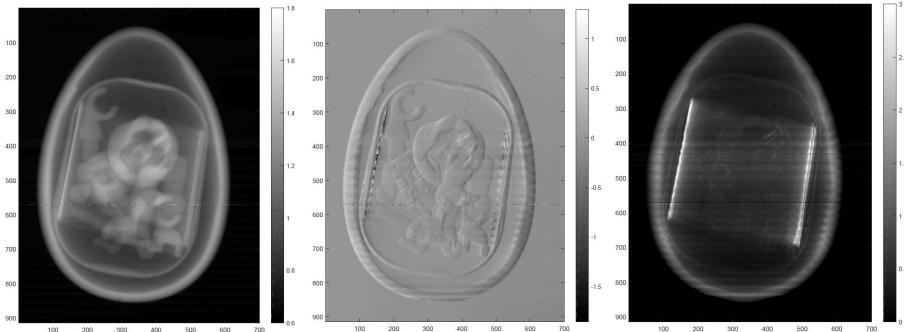


Abbildung 5.6: Aufnahmen eines Ü-Eis mit dem alten Aufbau. Rechts: Absorptionsbild, Mitte: Phasenkontrastbild, Links: Dunkelfeldbild, Aufgenommen mit einer Framerate von 8 fps, einer Beschleunigungsspannung von 40kV und einem Röhrenstrom von 50mA

5.6 Messung mit neuem Aufbau

Schon beim Einsetzen der Teilgitter in die Gitterhalterung fiel auf, dass die Führungsfräslöcher der Gitter kleine Kanten und Ungenauigkeiten aufweisen. Trotz händischer Nacharbeit führten diese zu einem leichten Versatz der Gitter. Am ausgeprägtesten ist dieser Versatz am Rand der Fräslöcher, wo die größten Ungenauigkeiten zu finden waren. Dies spiegelt sich in der Visibilityverteilung (Abbildung 5.7) wieder, welche im Randbereich schlagartig abfällt. Es ist jedoch trotz aller Versuche alle 3 Bildmodalitäten zu erzeugen. In Abbildung 5.8 sind erneut ein Ü-Ei, eine Erd- und Walnuss in allen drei Modalitäten zu sehen. Während der Aufnahmen wurde versucht die Bilder mutwillig zu stören und erst nach erheblicher Einwirkung von Erschütterungen waren Effekte auf das Bild zu erkennen. Dies zeugt von einer deutlichen Steigerung der Störungsempfindlichkeit. Zudem ist das Scanfenster durch die Breite der aneinander positionierten Teilgitter und den neuen Detektor nun bei 22,8cm. Da die Verfahrachse aktuell einen Weg von ca. 23cm zulässt, ist es nun möglich Bilder mit einer Dimension von 22,8x23cm aufzunehmen. Wie in Abbildung 5.8 zu erkennen, ist es dadurch möglich alle 3 Objekte auf einmal aufzunehmen.

5 Ergebnisse

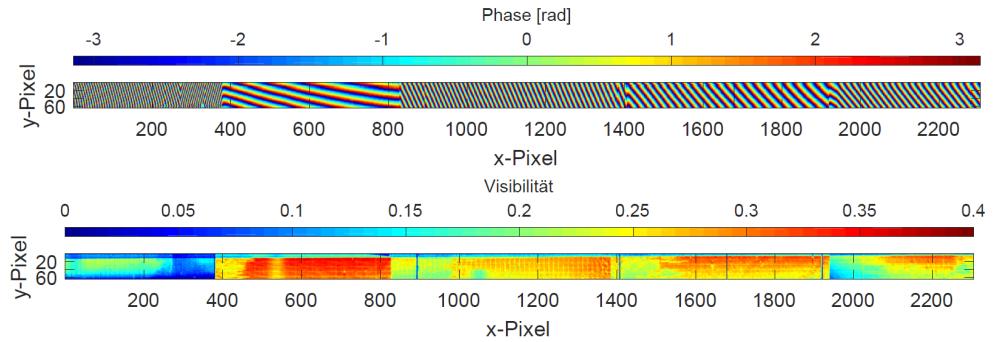


Abbildung 5.7: Abbildung der Phasenlage (oben) und der Visibilität (unten) nach Referenzmessung mit kontinuierlichen Verfahren des Quellgitters G_0 für den neuen Aufbau

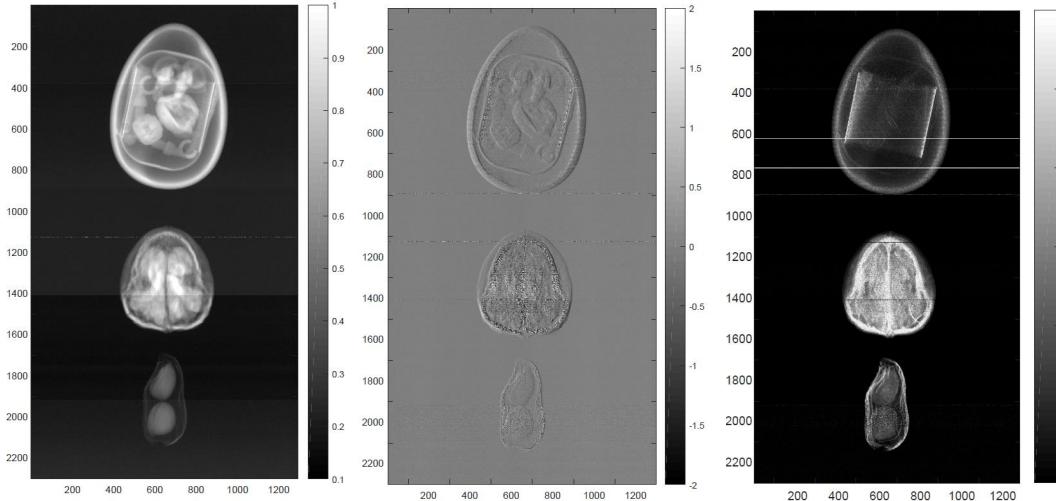


Abbildung 5.8: Aufnahmen eines Ü-Eis, einer Wal- und Erdnuss mit dem neuen Aufbau. Links: Absorptionsbild, Mitte: Phasenkontrastbild, Rechts: Dunkelfeldbild. Aufgenommen mit einer Framerate von 33,3 fps, einer Fahrgeschwindigkeit von 2,57 $\frac{mm}{s}$, einer Beschleunigungsspannung von 40kV und einem Röhrenstrom von 50mA

Mit dem vergrößerten Scansbereich konnten nun auch ohne weiteres größere anatomische Proben gescannt werden. In Abbildung 5.9 ist oben eine menschliche Mastektomieprobe und unten eine menschliche Hand als Absorptions- und Phasenkontrastbild zu sehen. Auch hier macht sich die niedrige Visibilität bemerkbar. Jedoch ließe sich die Visibilität mit relativ wenig Aufwand deutlich herhöhen, indem

5.6 Messung mit neuem Aufbau

die Teilgitter exakter positioniert werden. Hierfür wäre eine erneute Nacharbeit, bzw. Neuproduktion mit höherer Präzision der Gitterhalterung nötig.

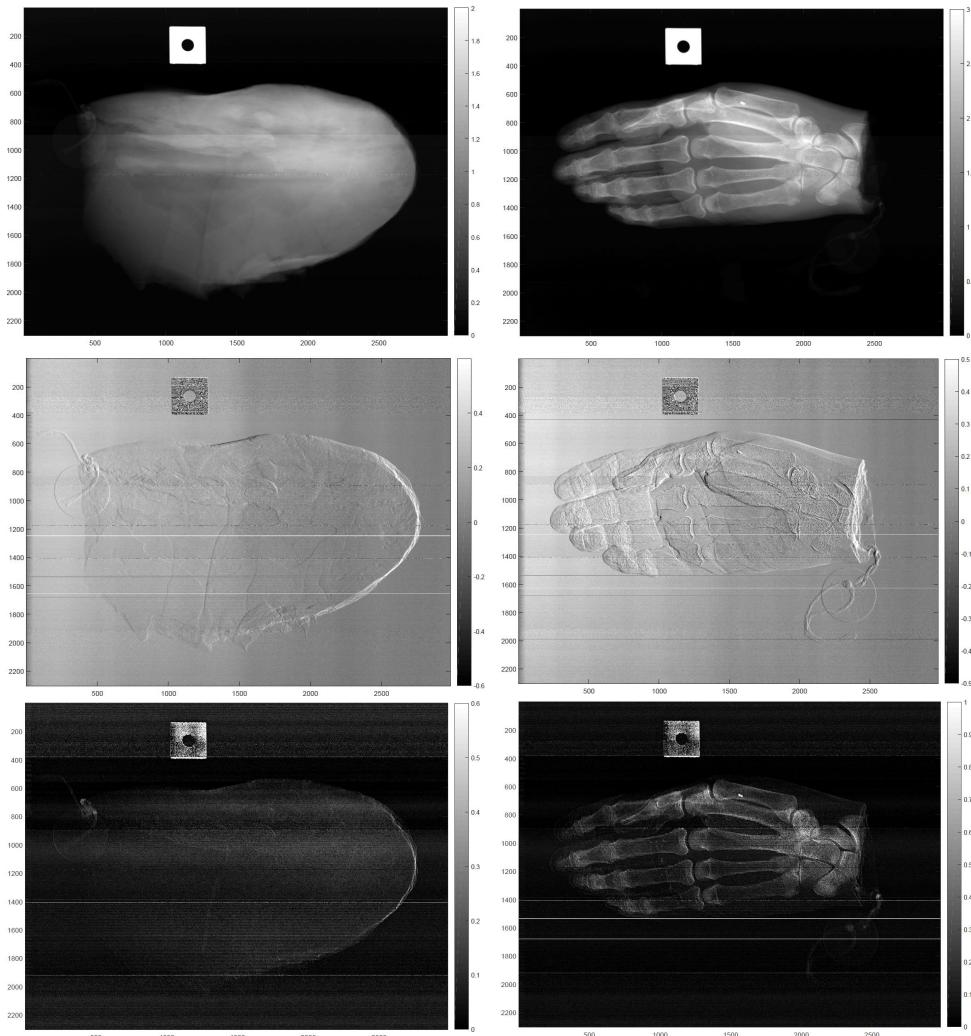


Abbildung 5.9: Aufnahmen einer Mastektomieprobe und einer Hand mit dem neuen Aufbau. Oben: Absorptionsbild, Mitte: Phasenkontrastbild, Unten: Deunkelfeldbild, Aufgenommen mit einer Framerate von 33,3 fps, einer Fahrgeschwindigkeit von 2,57 $\frac{mm}{s}$, einer Beschleunigungsspannung von 40kV und einem Röhrenstrom von 100mA

6 Zusammenfassung

Es wurde gezeigt, dass ein Aufbau eines Talbot-Lau-Interferometers mit stark reduzierter Komplexität, großer Kosteneffizienz und hoher Störunempfindlichkeit möglich ist. Dies war möglich durch eine extra erstellte Konstruktion einer Gitterhalterung, welche aus einfachsten Mitteln gefertigt wurde und nur die nötigsten Freiheitsgrade mechanisch zur Verfügung stellt. In ihr sind der Detektor, das Absorptionsgitter G_2 , und das Phasengitter G_1 fest integriert, somit fasst sie einen Großteil der Bestandteile des Interferometers und hält sie starr zueinander. Durch den Einsatz dieser Halterung, eines neuen Detektors und der Teilung der Gitter auf fünf Teilgitter, ist es nun auch möglich Objekte mit einer Breite von bis zu 22cm mit einem Scan auf nur einer Achse zu erfassen. Zudem verbesserte der Einsatz von Entkopplungsspikes die Störunempfindlichkeit noch weiter. Die erhöhte Störunempfindlichkeit gewinnt besondere Relevanz im klinischen Alltag und auch die Scanzeit im Verhältnis zu der Bildqualität spielt eine wichtige Rolle. Eine kürzere Scanzeit konnte bei dem neuen Aufbau unter anderem durch eine höhere Framerate des Detektors erreicht werden. Jedoch gibt es auch noch einiges Verbesserungs- und eventuelles Erweiterungspotenzial. Da die Visibility durch den Umbau reduziert wurde, wäre der nächste logische Schritt, dieses wieder auszugleichen. Dies sollte allerdings mit relativ geringem Aufwand, durch Nacharbeit der Gitterhalterung und präziserer Positionierung der Teilgitter realisierbar sein. Mit dieser Arbeit sollte aufzeigt werden, dass es zukünftig für die Phasenkontrastbildung auch recht produktnahe Prototypen geben könnte, welche mit verhältnismäßig wenig Aufwand und Kosten erstellen werden können und dabei trotzdem störunempfindlich bleiben.

Literaturverzeichnis

- [And+10] Andrews, J. C. et al.: *Nanoscale X-ray microscopic imaging of mammalian mineralized tissue*, Microscopy and Microanalysis, Vol. 16, Nr. 3, S. 327-336, (2010).
- [Ant+13] Anton G. et al.: *Grating-based darkfeld imaging of human breast tissues*, Medizinische Physik, Vol. 23, Nr. 3, (2013).
- [Ass95] Assmus, A.: *Early history of X rays*, Beam Line, Vol. 25, Nr. 2, S. 10-24, (1995).
- [Bar10] Bartl, P.: *Phasenkontrast-Bildgebung mit photonenzählenden Detektoren*, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, (2010).
- [Bac+17] Bachche S. et al.: *Laboratory-based X-ray phase-imaging scanner using Talbot-Lau interferometer for non-destructive testing*, Scientific Reports, Vol. 7, Nr. 6711, (2017).
- [Bon+65] Bonse U. et al.: *An x-ray interferometer*, Applied Physics Letters, Vol. 6, Nr. 8, S. 155–156, (1965).
- [Coa+13] Coan P. et al.: *Phase-contrast x-ray imaging of the breast: recent developments towards clinics* Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 46, Nr. 49, (2013).
- [Dem16] Demtröder W.: *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle, und Festkörper*, 5. Auflage, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, (2016).
- [Gri11] Griffiths D. J.: *Elektrodynamik. Eine Einführung*, 3. Auflage, Pearson Studium, Hallbergmoos, (2011).

- [Hau+14] Hauser N. et al.: *A Study on Mastectomy Samples to Evaluate Breast Imaging Quality and Potential Clinical Relevance of Differential Phase Contrast Mammography*, Investigative Radiology, Vol. 49, Nr. 3, S. 131-137, (2014).
- [Hec09] Hecht, E.: *Optik*, 5. Auflage, Oldenbourg Verlag, München, (2009).
- [Kah17] Kahl-Schol M., Vockelmann C.: *Basiswissen Radiologie Nuklearmedizin und Strahlentherapie*, Springer-Verlag, Berlin, (2017).
- [Kot+07] Kottler C. et al.: *Grating interferometer based scanning setup for hard x-ray phase contrast imaging*, Review of Scientific Instruments, Vol. 78, Nr. 43710, (2007).
- [Koe+15] Köhler et al.: *Slit-scanning differential x-ray phase-contrast mammography: Proof-of-concept experimental studies*, Medizinische Physik, Vol. 42, Nr. 4, S. 1959-1965, (2015).
- [Kri17] Krieger H.: *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*, 5. Auflage, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, (2017).
- [Lau48] Lau E.: *Beugungerscheinungen an Doppelrastern*, Annalen der Physik, Vol. 2, Nr. 6, S. 417-423, (1948).
- [Lud16] Ludwig L.: *Directional dark-field imaging with a helical computed tomography scanning*, IMPRS Mini Thesis. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, (2016).
- [Mec17] Mechapro: *Bedienungsanleitung NC-Pilot USB*, Datenblatt, https://www.mechapro.de/pdf/doku_nc-pilot_software_v_1_4.pdf, Deutschland, (2017).
- [Mic+13] Michel, T. et al.: *On a dark-field signal generated by micrometer-sized calcifications in phase-contrast mammography*, Physics in Medicine and Biology Vol. 58, S. 2713-2732, (2013).

- [Pag06] Paganin, D. M.: *Coherent X-Ray Optics*, Oxford University Press, Oxford, (2006).
- [Pat83] Patorski K.: *Incoherent Superposition of Multiple Self-imaging Lau-effect and moire fringe explanation*, Optica Acta, Vol. 30, Nr. 6, S.745-759, (1983).
- [Pel16] Pelzer G. M.: *Investigations on spectral effects in grating-based x-ray phase-contrast imaging*, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, (2016).
- [Pfe+08] Pfeiffer F. et al.: *Hard-X-ray dark-field imaging using a grating interferometer*, Nature materials, Vol. 7, Nr. 2, S. 134-137, (2008).
- [Rev+11] Revol V. et al.: *Sub-pixel porosity revealed by x-ray scatter dark field imaging*, Journal of Applied Physics, Vol. 110, Nr. 4, (2011).
- [Rie12] Rieger J.: *Optimierungen und Messungen im Hinblick auf einen mammografischen Röntgen-Phasenkontrastaufbau*, Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, (2012).
- [Rit10] Ritter, A.: *Entwicklung einer Simulation zur Röntgen-Phasenkontrast-Bildgebung*, Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, (2010).
- [Roe98] Röntgen, W. C.: *Über eine neue Art von Strahlen*, Annalen der Physik, Vol. 300, Nr. 1, S. 1-11, (1898).
- [Sie] Siemens AG: *Gebrauchsanweisung, MEGALIX Cat Plus 125/20/40/80-122GW*
- [Sta+11] Stampanoni M. et al.: *The First Analysis and Clinical Evaluation of Native Breast Tissue Using Differential Phase-Contrast Mammography*, Investigative Radiology, Vol. 46, Nr.12, S. 801-806, (2011).
- [Tal36] Talbot H. F.: *Facts relating to optical science.*, Philosophical Magazine, Series 3, S. 401-407, (1836).

- [Tel15a] Teledyne Dalsa: *Xineos-1511, CMOS Flat X-ray Detectors for cost-effective Dental 3D+Panoramic*, Datenblatt, http://info.teledynedalsa.com/acton/attachment/14932/f-0382/1/-/-/-/Xineos1511_datasheet_press.pdf, Niederlande, (2015).
- [Tel15b] Teledyne Dalsa: *Xineos-1501/2301, CMOS X-ray Detectors for Frame-Based Extra-Oral Dental Scanning*, Datenblatt, http://info.teledynedalsa.com/acton/attachment/14932/f-0381/1/-/-/-/Xineos1501-2301_datasheet_press.pdf, Niederlande, (2015).
- [Tho+14] Thomae D. et al.: *Quantitative analysis of imperfect frequency multiplying in fractional Talbot planes and its effect on high-frequency-grating lithography*, Journal of the Optical Society of America, A 31, S. 1436-1444, (2014).
- [Wei+05] Weitkamp T. et al.: *X-ray phase imaging with a grating interferometer*, Optics Express, Vol. 13, Nr. 16, (2005).

Danksagung

Am Ende möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mir diese Arbeit ermöglicht und mich dabei unterstützt haben. Mein Dankeschön geht an...

- ... Prof. Dr. Gisela Anton für die Überlassung dieser Arbeit.
- ... meinen Betreuern Dr. Georg Pelzer und Dr. Jens Rieger für die Geduld und die tatkräftige Unterstützung während der Erstellung
- ... Johannes Depner und das gesamte Team der Mechanik für die gute Beratung und Hilfe der Konstruktion
- ... meine Partnerin und Freunde für die Korrekturlesungen und die Nachsicht in dieser Zeit
- ... den Turtle Michelangelo, für den tollkühnen Einsatz im Innern des Ü-Eis während der Röntgenaufnahmen.



Michelangelo

Erklärung

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

Erlangen, den 22. 03. 2018

Mathias Dörnbrack