

Messungen und Simulationen zu Strahlaufhartung, Streustrahlung und richtungsabhängigen Objekteigenschaften in der interferometrischen Röntgenbildgebung



Master's Thesis in Physics

Presented by
Johannes Wandner
16.02.2018

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

Supervisor: Prof. Dr. Gisela Anton

Inhaltsverzeichnis

1. Motivation	5
2. Physikalische Grundlagen	7
2.1. Erzeugung von Röntgenstrahlen	7
2.1.1. Bremsstrahlung	7
2.1.2. Charakteristische Strahlung	8
2.2. Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie	9
2.2.1. Elektromagnetische Wellen in Vakuum und Materie	9
2.2.2. Streuung an Atomen und der Brechungsindex	13
2.2.3. Wechselwirkungsmechanismen von Photonen mit Materie	15
2.3. Prinzipien der Röntgen-Gitter-Interferometrie	18
2.3.1. Propagation der Röntgenstrahlung	19
2.3.2. Der Talbot Effekt	21
2.3.3. Die Lau Bedingung	23
3. Bildgebung mit einem Gitterinterferometer	25
3.1. Das Phasestepplingverfahren	25
3.2. Das Abschwächungsbild	28
3.3. Das differentielle Phasenbild	29
3.4. Das Dunkelfeldbild	29
3.5. Die <i>cx</i> Simulation	36
4. Hochenergieaufbau	39
4.1. Der experimentelle Aufbau	39
4.2. Visibilität im Hochenergieaufbau	40
4.3. Aufhärtung im Hochenergieaufbau	43
4.4. Visibilitätsminderung durch Struktur der Gitterstege	52
5. Richtungsabhängiges Dunkelfeld	57
5.1. Richtungsabhängigkeit des Dunkelfeldsignals	57
5.2. Glasfaser verstärkter Kunststoff	58
5.3. Simulation	62
5.4. Messung	69
5.4.1. Experimentelles Setup	69
5.4.2. Auswertung	70
6. Zusammenfassung und Ausblick	81
A. Aufhärtungsdunkelfeld im Hochenergieaufbau	83
Literatur	87

1. Motivation

In der herkömmlichen Röntgenbildgebung werden die absorbierenden Eigenschaften verschiedener Materialien ausgenutzt um diese in einem Schwächungsbild darzustellen. Die durchstrahlte Materie ändert aber nicht nur die Intensität, sondern auch die Phase der Röntgenstrahlung.

Seit der Einführung des Talbot-Lau Interferometers ([PWD06]) ist es möglich mit Hilfe von drei Gittern ein Röntgeninterferometer mit einer herkömmlichen Röntgenröhre, wie sie zum Beispiel in der medizinischen Bildgebung Verwendung findet, zu betreiben. Ein solcher Aufbau generiert drei Bildmodi, die jeweils unterschiedliche Interpretationen der Objekteigenschaften ermöglichen. Das bekannte Schwächungsbild, das differentielle Phasenbild und das sogenannte Dunkelfeld.

Durch die Möglichkeit die Phasenschübe an der Grenzfläche von verschiedenen Materialien darzustellen erhofft man sich eine Verbesserung des Weichteilkontrastes in der medizinischen Bildgebung gegenüber dem Schwächungsbild ([Bec+09]).

In den letzten Jahren wurden aber gerade für das Dunkelfeldbild interessante Anwendungsgebiete gefunden. Es basiert auf der Verringerung des Kontrastes des durch das Interferometer gebildeten Musters durch Mikrostrukturen im untersuchten Objekt ([Pfe+08]).

Das ermöglicht es zum Beispiel Mikrokalzifikationen in Brustgewebe [Mic+13] oder Defekte in Verbundwerkstoffen ([Bay+13]) zu detektieren.

Zusätzlich ist es möglich Informationen über die Ausrichtung der Mikrostruktur zu erhalten ([Jen10], [Mal13]).

Die Abhängigkeit des Dunkelfeldes von Strahlaufhärtung und Streustrahlung in einem Aufbau für hochenergetische Röntgenspektren soll in dieser Arbeit untersucht werden. Außerdem wird die Richtungsabhängigkeit im Dunkelfeld eines glasfaser-verstärkten Kunststoffes in Messungen und Simulationen untersucht.

Zunächst werden die physikalischen Grundlagen der Phasenkontrastbildgebung in einem Talbot-Lau Gitterinterferometer dargestellt. Dabei wird vor allem auf die Entstehung des Dunkelfeldsignals eingegangen und verschiedene Einflussmöglichkeiten eines Objektes auf diesen Bildmodus diskutiert.

Im folgenden wird ein Aufbau für hochenergetische Röntgenstrahlung, mit dem dicke und stark absorbierende Objekte auch im Phasenkontrast und in der Dunkelfeldbildung untersucht werden können, genauer charakterisiert.

Dafür wird in Simulationen und Messungen geprüft, wie sich das Dunkelfeld bei der Strahlaufhärtung durch einen Kunststoff verhält. Um die dabei auftretenden Abweichungen zu erklären wurde ein Modell für Streustrahlung erstellt. Die Intensität der Streustrahlung wurde experimentell abgeschätzt und in die Simulation integriert.

Die Unterschiede zwischen simulierten und gemessenen Referenzvisibilitäten werden durch zwei unterschiedliche Ansätze, die die zweidimensionale Struktur des Analytorgitters beachten, in der Simulation untersucht.

In einem weiteren Teil werden verschiedene Simulationen durchgeführt um das richtungsabhängige Dunkelfeld von anisotrop streuenden Mikrostrukturen besser verstehen zu können.

Die dabei gewonnenen Erkenntnisse werden bei der Untersuchung eines Bauteils aus glasfaserverstärktem Kunststoff angewendet um Aussagen über Volumenanteil und Ausrichtung der Fasern treffen zu können ohne die genaue Mikrostruktur eines solchen im Detail kompliziert aufgebauten Objektes zu kennen.

Dies kann zum Beispiel in der Qualitätssicherung bei der Produktion solcher Bauteile von Relevanz sein, da man diese Prüfung ohne dessen Zerstörung durchführt und gleichzeitig das gesamte Bauteil in einem Messdurchgang charakterisiert.

2. Physikalische Grundlagen

Röntgenstrahlung ist eine Form elektromagnetischer Wellen, also sich ausbreitender Schwingungen des elektromagnetischen Feldes. Andere Formen wären zum Beispiel Radiowellen, sichtbares Licht oder ultraviolette Strahlung. Von diesen unterscheidet sich die Röntgenstrahlung durch eine höhere Frequenz ν ($> 1 \cdot 10^{17} \text{ Hz}$), kürzerer Wellenlänge λ ($< 10 \text{ nm}$) und damit einer höheren Energie E_{Photon} ($> 100 \text{ eV}$) der Photonen. Diese drei Größen sind über das Plancksche Wirkungsquantum h und die Lichtgeschwindigkeit c miteinander verknüpft:

$$E_{\text{Photon}} = h\nu = \frac{hc}{\lambda}. \quad (2.1)$$

Alle elektromagnetische Wellen erfüllen die Maxwell-Gleichungen für elektrische und magnetische Felder und sind in Photonen quantisiert. Deswegen wird bei der folgenden Beschreibung physikalischer Prozesse je nach Anschaulichkeit das Wellenbild oder Teilchenbild herangezogen. Photonen mit ausreichend hoher Energie, wie es bei Röntgenstrahlung der Fall ist, können ionisierend wirken und haben Wechselwirkungsmechanismen, wie zum Beispiel den Comptoneffekt, der bei sichtbarem Licht noch keine Rolle spielt und eine quantenmechanische Erklärung im Photonenbild erfordert.

2.1. Erzeugung von Röntgenstrahlen

Es gibt im allgemeinen zwei Möglichkeiten Röntgenstrahlung zu erzeugen. Bei der Beschleunigung elektrisch geladener Teilchen und bei Elektronenübergängen von angeregten Atomen in den Grundzustand. Diese beiden Mechanismen werden in einer Röntgenröhre ausgenutzt um Röntgenstrahlung in einem Labor zu erzeugen.

In einer evakuierten Röhre werden Elektronen mit einer elektrischen Ladung e aus einer Glühkathode emittiert und danach durch eine Hochspannung U_a beschleunigt. Ihre kinetische Energie $E_{\text{kin}} = eU_a$ wird dann beim Auftreffen auf die Anode als Strahlung abgegeben. Nur ein geringer Teil der Gesamtenergie wird in Röntgenstrahlung umgewandelt, der Rest geht als Wärme verloren.

2.1.1. Bremsstrahlung

Ein abgebremstes Elektron strahlt nach den Gesetzen der Elektrodynamik elektromagnetische Strahlung ab. Dieser Abbremsvorgang geschieht im Coulomb-Feld der Anodenatome und kann sich in mehrere Teilschritte aufteilen, bei denen jedes Mal kinetische Energie der Elektronen in Strahlungsenergie umgewandelt wird. Röntgenstrahlung, die auf diese Art und Weise entsteht, wird Bremsstrahlung genannt. Da das Elektron auf beliebigen Teilschritten auf $E_{\text{kin}} = 0$ abgebremst werden kann, hat

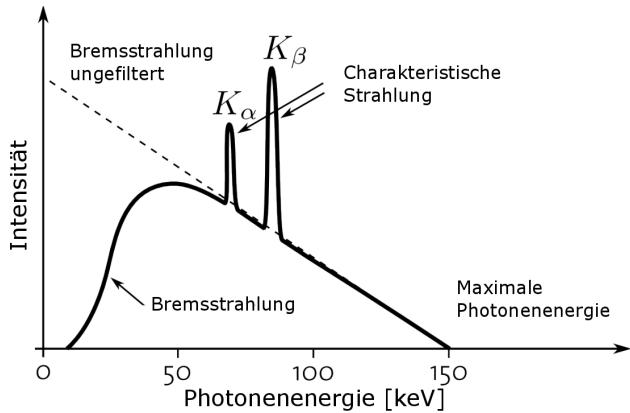


Abbildung 2.1.: Beispiel eines 150 kVp Spektrums. Entnommen aus [Phi15].

die Bremsstrahlung ein kontinuierliches Frequenzspektrum. Wenn das Elektron in einem einzigen Schritt seine gesamte kinetische Energie $E_{kin} = eU_a$ verliert, entsteht ein Photon mit der maximalen Energie und Frequenz E_{max} bzw. ν_{max} und minimaler Wellenlänge λ_{min} :

$$eU_a = E_{max} = h\nu_{max} = \frac{hc}{\lambda_{min}}. \quad (2.2)$$

Die maximale Photonenergie eines Röntgenspektrums ist also durch die Beschleunigungsspannung U_a bestimmt. Diese wird üblicherweise in kVp (Kilovolt-Peak) angegeben.

2.1.2. Charakteristische Strahlung

Es ist auch möglich, dass ein Elektron ein Anodenatom ionisiert. Dabei wird ein Elektron aus einer tiefer liegenden Schale des Atoms herausgeschlagen und sein freier Platz durch ein Elektron aus einer höheren Schale wieder aufgefüllt. Die dabei freiwerdende Energiedifferenz wird als Photon emittiert. Da die Energieniveaus der verschiedenen Schalen charakteristisch für jedes Element sind, ist auch die emittierte Strahlung für jedes Element charakteristisch. Diese zeigt sich als Linien in einem Spektrum.

Bremsstrahlung und charakteristische Strahlung zusammen ergeben das Röntgenspektrum. Es ist also im wesentlichen durch das Material der Anode und die Beschleunigungsspannung bestimmt. Ein solches Spektrum ist in Abbildung 2.1 skizziert. Der niedrigerenergetische Anteil des Bremsstrahlungsspektrums wird durch das Material der Anode selbst, den Aufbau des Strahlers und vor allem durch das Austrittsfenster direkt absorbiert, so dass dieser nicht zum tatsächlich nutzbaren Spektrum beiträgt.

2.2. Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie

2.2.1. Elektromagnetische Wellen in Vakuum und Materie

In der klassischen Theorie der Elektrodynamik von Maxwell wird beschrieben wie das elektrische Feld \mathbf{E} und das magnetische Feld \mathbf{B} sowohl untereinander als auch mit Ladungen ρ und Strömen \mathbf{j} wechselwirken. Die vier Maxwell-Gleichungen lauten:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0}; & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; & \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Dabei sind ϵ_0 und μ_0 die elektrische und magnetische Feldkonstante.

Im Vakuum sind weder Ströme noch Ladungen vorhanden ($\rho = 0$ und $\mathbf{j} = 0$) und es lassen sich die beiden Wellengleichungen herleiten:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial^2 t} - c^2 \Delta \mathbf{E} &= 0 & \text{und} \\ \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial^2 t} - c^2 \Delta \mathbf{B} &= 0. \end{aligned} \quad (2.4)$$

$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$ bezeichnet die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen, was für elektromagnetische Wellen im Vakuum der Lichtgeschwindigkeit entspricht. Allgemeine Lösungen dieser Wellengleichungen lassen sich als Linearkombination komplexer ebener Wellen $e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - |\mathbf{k}|ct)}$ darstellen.

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \text{Re} \int d^3k \mathbf{E}_0(\mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - |\mathbf{k}|ct)} \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \text{Re} \int d^3k \mathbf{B}_0(\mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - |\mathbf{k}|ct)} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Jede einzelne dieser Wellen breitet sich mit Lichtgeschwindigkeit c in Richtung des Wellenvektors \mathbf{k} aus. Der Vektor \mathbf{k} steht dabei senkrecht auf den Ebenen gleicher Phase der ebenen Welle. Die zeitliche Frequenz der Welle ist festgelegt als $|\mathbf{k}|c = \omega = 2\pi\nu$.

Die Lösungen der Wellengleichungen müssen zusätzlich alle vier Maxwell-Gleichungen erfüllen. Daraus lässt sich herleiten, dass der Vektor des elektrischen Feldes \mathbf{E}_0 sowohl senkrecht zum Vektor des magnetischen Feldes \mathbf{B}_0 als auch zur Ausbreitungsrichtung \mathbf{k} steht. Außerdem schwingen elektrisches Feld und Magnetfeld in Phase und die Amplituden haben eine feste Beziehung $E_0 = cB_0$ zueinander.

Die elektromagnetische Welle in Materie

In Materialien wechselwirken Ladungen und Ströme mit den elektrischen und magnetischen Feldern der Welle. Dadurch werden zum Beispiel aneinander gebundene

Ladungsträger, wie die negativ geladenen Elektronen und positiv geladenen Atomkerne, gegeneinander verschoben. Es bilden sich also auch in elektrisch neutralen Objekten lokale Ladungsverteilungen und Ströme, die in den Maxwell-Gleichungen berücksichtigt werden und wiederum die Felder der Welle beeinflussen. Man kann nun die Ladungsdichte ρ in freie Ladungsträger ρ_{frei} und durch die Polarisation \mathbf{P} im Material hervorgerufene Ladungen aufteilen:

$$\rho = \rho_{frei} - \nabla \cdot \mathbf{P} \quad (2.6)$$

Die zeitliche Ableitung der Polarisation liefert einen Beitrag zur Stromdichte:

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_{frei} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{M} \quad (2.7)$$

\mathbf{M} bezeichnet die Magnetisierung des Materials aufgrund des magnetischen Feldes. Damit lassen sich nun die Maxwell-Gleichungen umformen und die Effekte durch Polarisierung und Magnetisierung des Materials von freien Strömen und Ladungsträgern trennen:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{\rho_{frei} - \nabla \cdot \mathbf{P}}{\epsilon_0} \Leftrightarrow \nabla (\epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}) = \rho_{frei} \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \left(\mathbf{j}_{frei} + \nabla \times \mathbf{M} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \Leftrightarrow \dots \\ \dots &\Leftrightarrow \nabla \times \left(\frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M} \right) = \mathbf{j}_{frei} + \frac{\partial (\epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P})}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Da in der Regel bei den üblichen Intensitäten sowohl die Polarisation \mathbf{P} , als auch die Magnetisierung \mathbf{M} linear von den Feldern \mathbf{E} und \mathbf{B} abhängen, lässt sich der Einfluss der Materie auf die Felder durch zwei Materialkonstanten ϵ_r , der Permittivitätszahl, und μ_r , der Permeabilitätszahl, beschreiben. Beide sind in der Regel komplexe Zahlen und stark von der Frequenz der einfallenden Strahlung abhängig. Sie sind lineare Näherungen zur Beschreibung der Polarisierungs- und Magnetisierungseffekte.

$$\epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon_r \epsilon_0 \mathbf{E} \quad (2.9)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M} = \frac{1}{\mu_r \mu_0} \mathbf{B} \quad (2.10)$$

Der Brechungsindex

Nimmt man nun ein Material ohne freie Ladungsdichte und Stromdichte an, so lassen sich analog zum Vakuum Wellengleichungen für das elektrische und magnetische Feld herleiten. Es werden lediglich die Werte von ϵ_0 und μ_0 mit der jeweiligen Materialkonstante ϵ_r und μ_r multipliziert. Das resultiert in einem veränderten Wert der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle:

$$c^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \Rightarrow \frac{1}{\mu_r \mu_0 \epsilon_r \epsilon_0} = \frac{c^2}{n^2} \quad (2.11)$$

In der Optik werden die Materialeigenschaften üblicherweise durch den Brechungsindex n ausgedrückt. Dieser ist eine komplexe Zahl um auch die Strahlungsverluste, die im Medium auftreten darstellen zu können.

$$n = \sqrt{\mu_r \epsilon_r} = 1 - \delta + i\beta \quad (2.12)$$

Der komplexe Brechungsindex ist sowohl material-, als auch wellenlängenabhängig und enthält Informationen darüber, wie sich elektromagnetische Wellen verhalten, wenn sie Materie durchlaufen. Im Vakuum hat er einen Wert von $n = 1$ und keine Veränderung an der Welle tritt auf. Das elektrische Feld einer linear polarisierten, monochromatischen, ebenen Welle (siehe Gleichung 2.5) verändert sich durch den Brechungsindex zu:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i(n\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} \quad (2.13)$$

Der erste Exponentialterm $\exp(in\mathbf{k}\mathbf{r})$ beschreibt die räumliche Oszillation der Welle zu einem feststehenden Zeitpunkt t . Die Länge einer solchen Oszillation im Raum nennt man die Wellenlänge. Sie ist abhängig vom Realteil des Brechungsindex:

$$\lambda = \frac{2\pi}{Re(n)|\mathbf{k}|} \quad (2.14)$$

Der zweite Term $\exp(-i\omega t)$ dagegen beschreibt die zeitliche Oszillation an einem festen Punkt \mathbf{r} im Raum mit der Kreisfrequenz $\omega = |k|c$.

Der Effekt des Brechungsindex lässt sich zeigen, indem man die räumliche Oszillation zweier ebener Wellen vergleicht. Die eine (E_1) davon soll sich permanent durch das Vakuum bewegen, während die andere (E_2) zwischen den Punkten A und B ein anderes Material passiert (siehe Abbildung 2.2).

Nimmt man an, dass sich die ebene Welle in z-Richtung ausbreitet und ihr elektrisches Feld in x-Richtung oszilliert, der Punkt A sich bei $z = 0$ und B bei $z = D$ befindet, dann sind die elektrischen Felder der beiden Wellen bei $z = D$ gegeben durch:

$$\begin{aligned} E_1(D) &= E_0 e^{ikD} = E_0 e^{i\phi(D)} \\ E_2(D) &= E_0 e^{i(1-\delta+i\beta)kD} = E_0 e^{ikD} e^{-i\delta kD} e^{-\beta kD} = E_0 e^{-\beta kD} e^{i(\phi(D)-\Delta\phi)} \end{aligned} \quad (2.15)$$

In der Gleichung für $E_2(D)$ treten zwei zusätzliche Terme auf, die den Effekt der beiden Faktoren des Brechungsindexes zeigen. Der Term mit β im Exponenten verringert die Amplitude des Feldes um den Faktor:

$$e^{-\beta kD}. \quad (2.16)$$

Der Term mit dem Brechungsindex δ im Exponenten ist für die relative räumliche Verschiebung der beiden Wellen zueinander hinter dem Punkt B verantwortlich. Dieser Phasenschub ergibt sich, weil die Wellenlängen von elektromagnetischen Wellen vom Brechungsindex des jeweiligen Materials abhängig sind.

$$\Delta\phi = \int_0^D \delta(x, y, z) \mathbf{k} d\mathbf{r} \stackrel{\delta=\text{const.}}{=} \delta k D = \frac{2\pi\delta}{\lambda} D \quad (2.17)$$

Wobei das Integral bei abweichendem Brechungsindex innerhalb des Objektes in Strahlrichtung gebildet werden muss und sich für ein konstantes δ zwischen $z = 0$ und $z = D$ entsprechend vereinfacht.

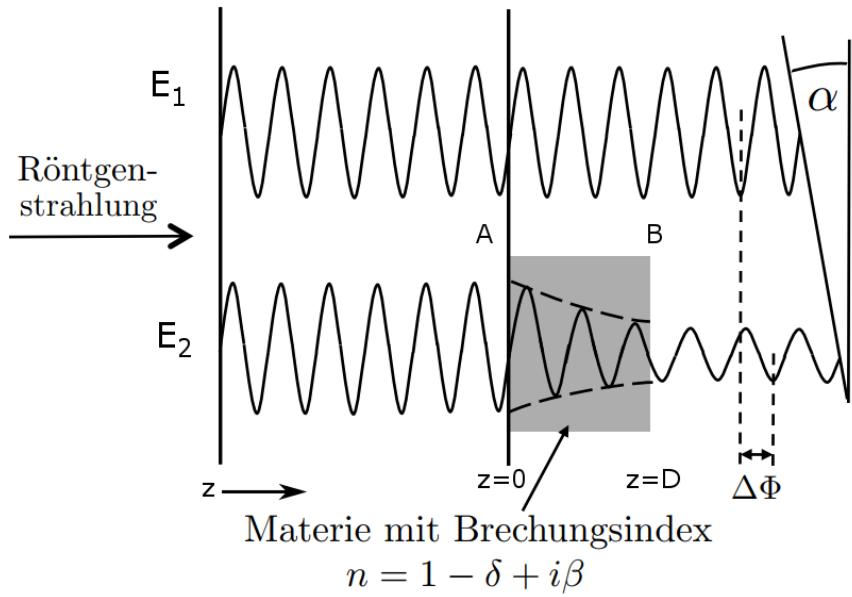


Abbildung 2.2.: Ein Material zwischen den Punkten A bei $z = 0$ und B bei $z = D$ mit komplexen Brechungsindex wird durchstrahlt. Die Welle wird in ihrer Amplitude abgeschwächt und in ihrer Phase verschoben. Das führt zu einer Änderung der Ausbreitungsrichtung der Welle um einen Winkel α . Skizze entnommen aus [Bay14].

Abschwächung der Intensität

Mit einem Detektor für Röntgenstrahlung misst man aber nicht die Größe des elektrischen Feldes, sondern die Intensität I der Strahlung.

$$I(\mathbf{r}) = |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 \quad (2.18)$$

Vergleicht man die Intensitäten der Welle im Vakuum nun mit der Intensität der Welle innerhalb des Materials zwischen den Punkten A und B, so ergibt sich das Gesetz von Lambert-Beer. Die Intensität der Strahlung wird exponentiell abgeschwächt.

$$\begin{aligned} I_1(z) &= |E_1(z)|^2 = |E_0|^2 = I_0 \\ I_2(z) &= |E_2(z)|^2 = |E_0|^2 e^{-2\beta kz} = I_0 e^{-\mu z} \end{aligned} \quad (2.19)$$

$\mu = 2k\beta$ bezeichnet man als linearen Abschwächungskoeffizient.

In der konventionellen Röntgenbildgebung wird die von einer Probe absorbierte Intensität gemessen und dadurch der Abschwächungskoeffizient bestimmt. Dies lässt dann einen Rückschluss auf Eigenschaften des durchstrahlten Materials zu. Durch die Quadrierung des elektrischen Feldes geht die Information über die Phase verloren und man kann keine Aussage über δ treffen. Durch einen interferometerischen Aufbau, wie er in dieser Arbeit beschrieben ist, ist dies aber dennoch möglich, da Änderungen in der Phase in Intensitätsänderungen am Detektor übersetzt werden. Dies ist die Grundlage für die Phasenkontrastbildung.

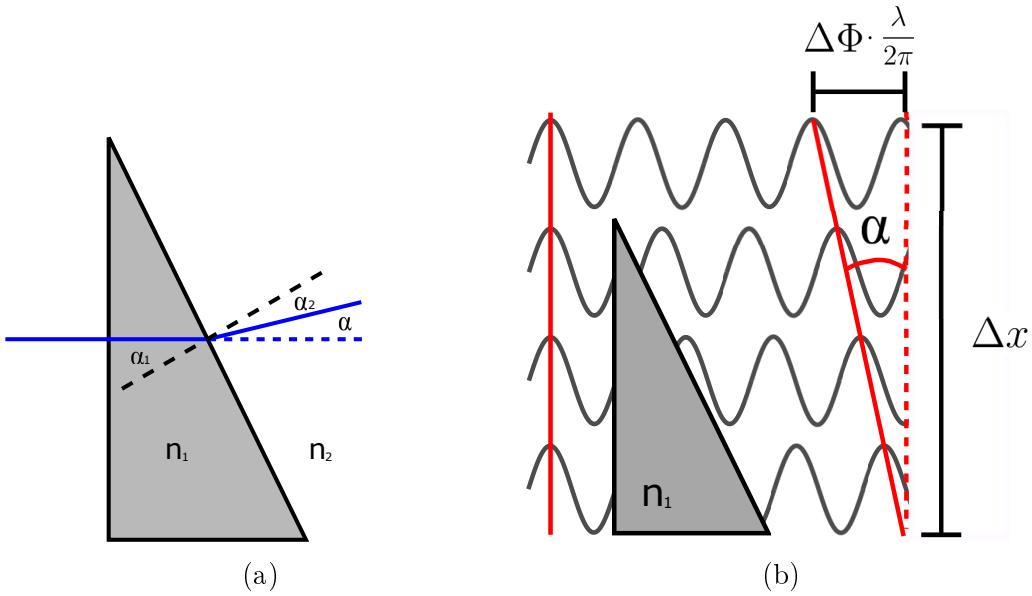


Abbildung 2.3.: Die von einem Keil verursachte Brechung. Das Gesetz von Snellius (a) und der durch die unterschiedliche Weglänge der Wellenzüge veränderte Phase (b) verursachen eine Veränderung der Ausbreitungsrichtung der Strahlung um den Winkel α .

Brechung der Welle

Wie in Abbildung 2.2 angedeutet, führt ein Unterschied im Brechungsindex an der Grenze zwischen zwei Materialien zu einer Änderung der Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle, da sich aufgrund des Phasenschubs $\Delta\Phi$ die Ebene gleicher Phase gedreht hat. Es ergibt sich eine Änderung der Ausbreitungsrichtung um den Winkel α aufgrund des Phasenschubes $\Delta\Phi$ zwischen den Wellenzügen im Abstand Δx in x-Richtung voneinander (siehe Abbildung 2.3b):

$$\tan(\alpha) = \frac{\Delta\Phi}{\Delta x} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\partial\Phi}{\partial x} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \quad (2.20)$$

Diese Überlegungen führen auch zu dem aus der Optik bekannten Gesetz von Snellius:

$$n_1 \sin(\alpha_1) = n_2 \sin(\alpha_2) \quad (2.21)$$

Es beschreibt den Zusammenhang zwischen den beiden Winkeln α_1 und α_2 bei der Brechung am Übergang zwischen zwei Medien mit Brechungsindizes n_1 und n_2 . Die Änderung der Ausbreitungsrichtung ergibt sich wie in der Skizze 2.3a aus der Differenz der beiden Winkel:

$$\alpha = \alpha_1 - \alpha_2 \quad (2.22)$$

2.2.2. Streuung an Atomen und der Brechungsindex

Geladene Teilchen werden in einem elektrischen Feld beschleunigt und somit oszillieren die Elektronen eines Atoms im Feld einer einfallenden elektromagnetischen ebenen Welle entsprechend ihrer zeitlichen Oszillation. Das entspricht dem Effekt

der Polarisierung P aus den Gleichungen 2.6 bis 2.9 auf die elektromagnetische Welle. Die Bewegung eines Elektrons entspricht der Schwingung eines gedämpften harmonischen Oszillators mit einer Dämpfung γ und Eigenfrequenzen ω_s angetrieben von der Frequenz der elektromagnetischen Welle ω . Jedes oszillierende geladene Teilchen verhält sich wiederum wie eine Quelle und strahlt wie ein Dipol selbst eine Sekundärwelle ab. Da die Elektronen wesentlich leichter als die Protonen sind, reicht es hauptsächlich diese als Quellen der Sekundärwellen zu behandeln. Die Überlagerung der Felder der Primärstrahlung und aller schwingenden Elektronen ergibt das resultierende Feld. Die Darstellung der Formeln in diesem Kapitel folgt hauptsächlich [Tho09].

Damit lässt sich der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Photonen bzw. elektromagnetischen Wellen an einem gebundenen Elektron σ_e herleiten ([FLS63]):

$$\sigma_e = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \frac{\omega^4}{(\omega^2 - \omega_s^2)^2 + (\gamma\omega)^4} \quad (2.23)$$

$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} = 2.82 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ bezeichnet hier den klassischen Elektronenradius. Die beiden Grenzfälle für hohe und niedrige Frequenzen ω ergeben den Wirkungsquerschnitt der Thomson- und Rayleighstreuung, σ_T bzw. σ_R :

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \quad (2.24)$$

$$\sigma_R = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \left(\frac{\omega}{\omega_s} \right)^4 \quad (2.25)$$

Die Streuung an einem Atom mit mehreren gebundenen Elektronen wird über den komplexen Formfaktor f , der das gestreute elektrische Feld eines Atoms normiert auf ein einzelnes Elektron angibt, ausgedrückt:

$$\sigma(\omega) = \frac{8\pi}{3} |f|^2 r_e^2 \quad (2.26)$$

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt, der die Strahlungsintensität in verschiedene Raumwinkel beachtet, ergibt sich die bekannte Dipolabhängigkeit:

$$\frac{d\sigma(\omega)}{d\Omega} = r_e^2 |f|^2 \sin^2 \theta \quad (2.27)$$

Der Formfaktor selbst ist auch abhängig vom Streuwinkel und der räumlichen Aufteilung der Elektronen in den Orbitalen der Atome.

Für die Vorwärtsstreuung und verschwindenden Impulsübertrag lässt sich aber ein Formfaktor herleiten, der dem Wirkungsquerschnitt eines einzelnen gebundenen Elektrons σ_e aus Gleichung 2.23 ähnelt und in einer Summation über die Anzahl der Elektronen Z im Atom mit ihren jeweiligen Eigenfrequenzen ω_s entspricht ([Tho09]):

$$f^0(\omega) = \sum_{s=1}^Z \frac{\omega^2}{(\omega^2 - \omega_s^2 + i\gamma\omega)} = f_1^0 - i f_2^0 \quad (2.28)$$

Damit lassen sich mit dem Modell eines Atoms als einer Summe von gedämpften harmonischen Oszillatoren die optischen Eigenschaften von Materialien erklären und

der komplexe Brechungsindex n (siehe Gleichung 2.12) über den komplexen Formfaktor angeben [Tho09]:

$$n(\omega) = 1 - \delta + i\beta = 1 - \frac{2\pi n_a r_e}{k^2} (f_1^0 - i f_2^0) \quad (2.29)$$

Mit der Teilchendichte der Atome n_a in einem bestimmten Material. Der Realteil f_1^0 und Imaginärteil f_2^0 des Formfaktors bestimmen also auch Realteil und Imaginärteil des Brechungsindex ([Att07]):

$$\delta = \frac{2\pi n_a r_e}{k^2} f_1^0(\omega) \approx \frac{2\pi n_a r_e}{k^2} Z \quad (2.30)$$

$$\beta = \frac{2\pi n_a r_e}{k^2} f_2^0(\omega) \quad (2.31)$$

Für hohe Frequenzen ergibt sich für den Realteil des Formfaktors die Anzahl der Elektronen in einem Atom Z .

2.2.3. Wechselwirkungsmechanismen von Photonen mit Materie

Die Beugung und Brechungsphänomene von elektromagnetischen Wellen können gut mit einem klassischen Verständnis der Wechselwirkung eines oszillierenden elektrischen Feldes mit den Elektronen verstanden und mit dem Realteil des komplexen Brechungsindex δ erklärt werden. Auch in einer quantenmechanischen Betrachtungsweise der elektromagnetischen Strahlung behalten diese ihre Bedeutung. Da aber in einer quantenmechanischen Beschreibung ein elektromagnetisches Wellenfeld seine Intensität nur in den diskreten Portionen $E = \hbar\omega$ der Photonen verlieren kann, ist eine Erklärung der Schwächung durch quantenmechanische Wechselwirkungen notwendig. Außerdem liegt die Energie der Photonen bei höherenergetischer Röntgenstrahlung näher an der Ruhemasse des Elektrons und somit sind Impulsüberträge auf das Elektron und inelastische Stoßprozesse möglich.

Im Bereich der Röntgenbildgebung redet man meist vom linearen Schwächungskoeffizienten μ (siehe Gleichung 2.19). Der gesamte lineare Schwächungskoeffizient μ_{tot} wird durch die Summe der Schwächungskoeffizienten der verschiedenen Wechselwirkungsmechanismen gebildet. Dies erlaubt es die üblichen Schwächungsbilder in der Röntgenbildgebung über das Lambert-Beer Gesetz (Gleichung 2.19) zu interpretieren, da die beobachtbare Größe die Änderung in der Intensität des Primärstrahls $\frac{I}{I_0}$ ist (I : Intensität mit Objekt im Strahlengang, I_0 : Intensität des Primärstrahls) ([Cha00]). Unterhalb einer Energie von etwa 1 MeV sind die relevanten Wechselwirkungsprozesse der Photoeffekt, die Comptonstreuung und die Rayleighstreuung.

$$\mu_{tot} = \mu_{Ph} + \mu_{Co} + \mu_{Ra} \quad (2.32)$$

Diese vier Größen sind für Eisen in Abbildung 2.4 gezeigt. Um die Darstellung von lokalen Größen wie z.B. Druck und Temperatur, die Einfluss auf die Dichte ρ haben, zu entkoppeln ist in der Abbildung der Massenschwächungskoeffizient $\frac{\mu}{\rho}$ gezeigt. Die

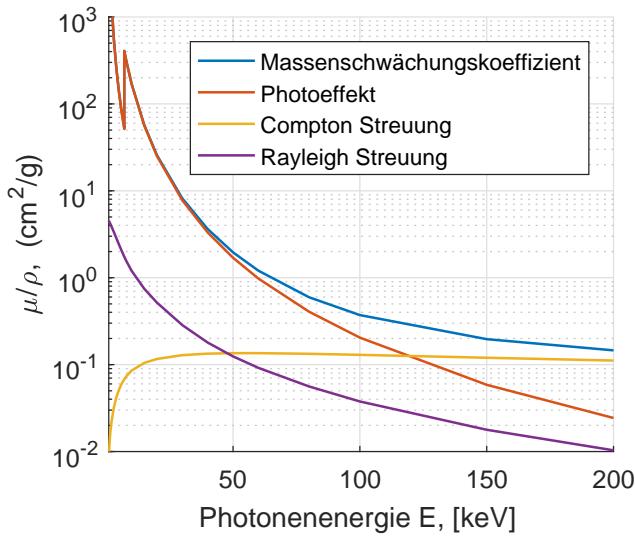


Abbildung 2.4.: Der Massenschwächungskoeffizient von Eisen (blau) in Abhängigkeit von der Energie der Röntgenphotonen und die einzelnen Wechselwirkungsbestandteile des Massenschwächungskoeffizienten. Photoeffekt (rot) dominiert bei niedrigen Energien. Ab etwa 120 keV dominiert der Comptoneffekt (gelb). Rayleighstreuung (lila) trägt nur zu einem geringen Teil bei. Daten entnommen aus [Ber+10].

Massenschwächungskoeffizienten hängen mit der Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung σ eines Photons mit einem Atom über die molare Masse M des Stoffes und der Avogadrokonstanten N_A zusammen ([Leo87]):

$$\frac{\mu}{\rho} = \sigma \frac{N_A}{M} \quad (2.33)$$

Der Photoelektrische Effekt

In Atomen sind die Elektronen an den Atomkern gebunden. Je stärker ein Elektron aufgrund der Anzahl Z der Protonen im Kern gebunden ist, desto größer ist seine Bindungsenergie. Um ein Elektron aus einem Atom zu lösen muss diese Bindungsenergie durch ein wechselwirkendes Photon aufgebracht werden. Indem ein Photon mit ausreichender Energie absorbiert wird kann ein Elektron die Atomhülle als freies, ungebundenes Teilchen verlassen. Seine kinetische Energie ist dann die Differenz der Bindungsenergie und der Energie des absorbierten Photons. Photonen mit einer Energie unterhalb der Bindungsenergie können ein entsprechendes Elektron nicht aus dem Atomverbund lösen.

Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt σ_{Ph} ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon mit einer bestimmten Energie von einem Atom eines speziellen Elements absorbiert wird.

Wie man in Abbildung 2.4 sehen kann, gibt es charakteristische Energien, bei denen die Wahrscheinlichkeit der Absorption stark erhöht wird. An diesen Absorptionskanten reicht die Energie eines Röntgenphotons gerade aus um ein weiteres Elektron aus dem Atom zu lösen und somit erhöht sich die Anzahl an Elektronen, die für die

Absorption zur Verfügung stehen und die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung steigt an. Oberhalb der Absorptionskanten nimmt die Absorptionswahrscheinlichkeit mit steigender Photonenenergie E ab und mit steigender Elektronenanzahl Z im Atom zu und hat in etwa folgende Abhängigkeit von diesen Größen ([Leo87]):

$$\frac{\mu_{Ph}}{\rho} \propto \frac{Z^5}{E^{3.5}} \quad (2.34)$$

Inelastische Streuung, der Compton Effekt

Der Compton Effekt lässt sich als ein inelastischer Stoß eines Photons mit einem Elektron verstehen. Das nur leicht an den Atomkern gebundene Elektron wird dabei aus dem Atom herausgelöst. Im Gegensatz zum Photoeffekt wird die Energie des Photons E_0 dabei nicht vollständig absorbiert, sondern das Photon wird gestreut. Während sich die Energie des Photons bei der elastischen Streuung nicht ändert, wird sie bei diesem Prozess aufgrund des Energieverlustes des Photons an das Elektron kleiner und ist abhängig von dem Winkel θ um den es gestreut wird:

$$E(\theta) = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))} \quad (2.35)$$

Compton Streuung ist ein Prozess zwischen einem einzelnen Photon und Elektron. Deswegen sind einzelne Streuprozesse unabhängig voneinander und es können keine Interferenzeffekte wie bei der kohärenten Streuung beobachtet werden. Die Wahrscheinlichkeit mit der ein Photon in eine bestimmte Richtung gestreut wird ist durch den Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Strahlung gegeben ([KN29]):

$$\frac{d\sigma_{KN}(\theta, E)}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{E^2}{E_0^2} \left(\frac{E}{E_0} + \frac{E_0}{E} - 2 \cdot \sin^2(\theta) \right) \quad (2.36)$$

Weil die Elektronen aber an den Atomkern gebunden sind, kann die Klein-Nishina-Formel die Wirkungsquerschnitte nicht ganz korrekt vorhersagen. Eine Korrektur erfolgt häufig mit der „Incoherent Scattering Factor“ (ISF) Näherung. Dabei wird der Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt mit einem materialabhängigen Faktor $S(q, Z)$ multipliziert ([Hub+75]).

$$\frac{d\sigma_{Co}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{KN}(\theta, E)}{d\Omega} S(q, Z) \quad (2.37)$$

Diese Näherung ist ein einfacher Weg um den Beitrag von gebundenen Elektronen zur Comptonstreuung zu beschreiben und entspricht der Zahl an Elektronen die zur Streuung beitragen als wenn sie quasi frei wären. Bei niedrigen Energien ist diese Korrektur wichtig um die Vorwärtsstreuung der Photonen bei kleinen Winkeln zu unterdrücken [Fre+04]. Abbildung 2.5 zeigt die Abhängigkeit der Streuwinkel bei der Comptonstreuung von der Energie der einfallenden Strahlung für Eisenatome. Man sieht, dass bei den Energien zwischen 10 und 100 keV die Vorwärtsstreuung im Vergleich zur Rückstreuung stark unterdrückt ist.

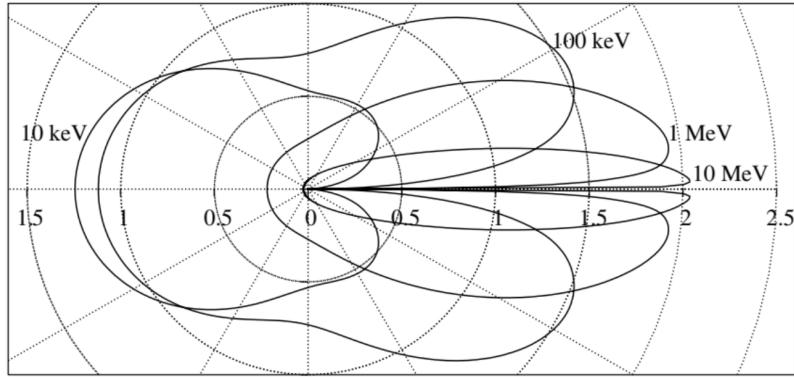


Abbildung 2.5.: Polare Representation der Winkelabhängigkeit des atomaren differentiellen Wirkungsquerschnittes von Eisen für Comptonstreuung unpolarisierter Strahlung verschiedener Energien. Entnommen aus [Fre+04].

Rayleigh Streuung

Bei der Rayleighstreuung handelt es sich um elastische Streuung eines Photons an den Elektronen der Atome. Dies selbst ist ein kohärenter Prozess. Es kann im Gegensatz zur elastischen Streuung in Vorwärtsrichtung (siehe Kapitel 2.2.2) aber auch zu einem Impulsübertrag kommen, so dass das Photon aus dem Primärstrahl heraus gestreut wird und die Intensität des Primärstrahls verringert wird. Deswegen geht dieser Anteil der Rayleighstreuung in den Massenschwächungskoeffizient μ mit ein.

Der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Richtung des gestreuten Photons ist in Abbildung 2.6 für verschiedene Photonenergien bei der Wechselwirkung mit Eisen dargestellt. Wie in der Abbildung 2.4 der verschiedenen Massenschwächungskoeffizienten zu sehen ist, liegt die Wahrscheinlichkeit einer Streuung durch den Comptoneffekt bei den relevanten Röntgenenergien meist deutlich über der der Rayleighstreuung. Da aber die Rayleighstreuung bei niedrigeren Energien bereits wesentlich stärker nach vorne streut, kann es dennoch sein, dass ein größerer Anteil dieser Photonen als unerwünschtes Rauschen detektiert wird [Fre+04].

2.3. Prinzipien der Röntgen-Gitter-Interferometrie

Bisher wurde vor allem die Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie behandelt. Um aber die Funktionsweise eines Röntgen-Gitter-Interferometers zu beschreiben ist es auch wichtig zu verstehen wie sich Röntgenstrahlen im Vakuum ausbreiten und welche Änderungen sich durch die Gitter des Interferometers ergeben. Die Darstellung in diesem Kapitel folgt [Pag06].

Bei der Betrachtung genügt es ein skalares Wellenfeld $\Psi(x, y, z, t)$ in seine spektralen Anteile $\psi(x, y, z)$ aufzuteilen und diese monochromatischen Wellen zu propagieren:

$$\Psi(x, y, z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty \psi_\omega(x, y, z) e^{-i\omega t} d\omega \quad (2.38)$$

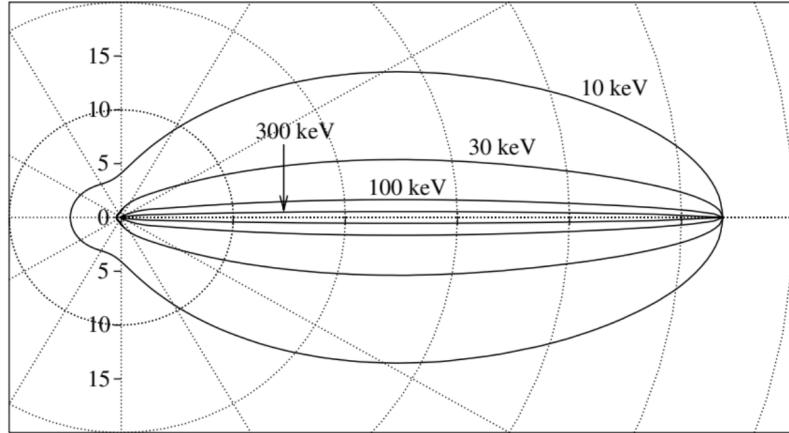


Abbildung 2.6.: Polare Representation der Winkelabhängigkeit des atomaren differentiellen Wirkungsquerschnittes von Eisen für Rayleighstreuung unpolarisierter Strahlung verschiedener Energien. Entnommen aus [Fre+04].

Im Folgenden wird eine einzelne monochromatische Komponente ψ_ω betrachtet, welche eine Lösung der zeitunabhängigen Helmholtzgleichung sein muss ([Pag06]):

$$(\nabla^2 + k^2) \psi_\omega(x, y, z) = 0 \quad (2.39)$$

Diese Gleichung lässt sich durch eine Linearkombination ebener Wellen lösen:

$$\psi_\omega(x, y, z) = e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad (2.40)$$

2.3.1. Propagation der Röntgenstrahlung

Für monochromatische Röntgenstrahlung ($E_{\text{Photon}} = \hbar\omega = \text{const.}$) im Vakuum sind alle ebenen Wellen durch die selbe zeitliche Oszillation $e^{-i\omega t}$ bestimmt. In der folgenden Betrachtung wird der Subscript ω aus Gleichung 2.40 weggelassen. Der Betrag der Wellenvektoren \mathbf{k} ist konstant:

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.41)$$

In der Ebene, die senkrecht zur z -Achse bei $z = 0$ liegt, kann durch eine inverse Fouriertransformation \mathcal{F}^{-1} eine Welle $\psi(x, y, z = 0) = \psi_0(x, y)$ in ihr Winkelspektrum (angular spectrum) zerlegt werden:

$$\psi_0(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int \tilde{\psi}_0(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (2.42)$$

Das gesamte Feld $\psi_0(x, y)$ in der x-y-Ebene ist gegeben durch die Summe aller ebenen Wellen mit beliebigen Werten für k_x und k_y . $\tilde{\psi}_0(k_x, k_y)$ gibt an mit welcher Stärke die einzelne ebene Welle, mit ihrem jeweiligen k_x , k_y Paar, in diese Superposition eingeht. Dieses Winkelspektrum erhält man mit der zweidimensionalen Fouriertransformation \mathcal{F} :

$$\tilde{\psi}_0(k_x, k_y) = \mathcal{F}\{\psi_0(x, y)\} \quad (2.43)$$

Besteht eine Wellenfront nur aus ebenen Wellen, die sich in z-Richtung ausbreiten, so ist einzig $\tilde{\psi}_0(k_x = 0, k_y = 0)$ von Null verschieden. Dies war im vorangegangenen Abschnitt bei der Betrachtung zur Brechung der Fall. Durch ein Objekt ändert sich das Winkelspektrum der Wellenfront (siehe Abbildung 2.3 und Kapitel 2.2.1). Die Phasenverschiebung, die hinter dem Keil auftritt, kann auf elastische Streuung im Material, also auf Elektronen, die Sekundärwellen emittieren, zurückgeführt werden. In Folge dessen tragen durch die Brechung im Material auch ebene Wellen, die sich in andere Richtungen ausbreiten $(k_x, k_y) \neq (0, 0)$, zur ausgehenden Wellenfront bei.

Die Propagation der Wellenfront aus Gleichung 2.42 um die Distanz Δ in z-Richtung entspricht der Propagation jeder einzelnen ebenen Welle indem man den Ausdruck im Integral mit dem Phasenfaktor $e^{ik_z\Delta}$ multipliziert:

$$\psi_\Delta(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int \tilde{\psi}_0(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} e^{ik_z \Delta} dk_x dk_y = \psi(x, y, z = \Delta) \quad (2.44)$$

Fresnel Beugung

Da bei monochromatischen Wellen der Betrag des Wellenvektor bekannt ist (2.41), kann man die Komponente k_z auch durch k ausdrücken:

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \approx k - \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k} \quad (2.45)$$

Diese Näherung gilt, wenn alle ebenen Wellen sich in Richtungen ausbreiten, die nur in kleinen Winkeln von der z-Achse abweichen, also wenn $k_x^2 + k_y^2 \ll k^2$ ist. Diesen Fall nennt man Paraxialnäherung und die daraus folgende Beugungstheorie, Fresnel Beugung. Die propagierte Wellenfront ist dann:

$$\begin{aligned} \psi_\Delta(x, y) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int \tilde{\psi}_0(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} e^{ik\Delta} e^{-i\Delta(k_x^2 + k_y^2)/(2k)} dk_x dk_y \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int \tilde{\psi}_0(k_x, k_y) \tilde{P}_\Delta(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \end{aligned} \quad (2.46)$$

Wobei

$$\tilde{P}_\Delta(k_x, k_y) = e^{ik\Delta} e^{-i\Delta(k_x^2 + k_y^2)} \quad (2.47)$$

als Fresnel Propagator bezeichnet wird.

Mit Gleichung 2.43 kann die von $z = 0$ nach $z = \Delta$ propagierte Welle als

$$\psi_\Delta(x, y) = \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{P}_\Delta(k_x, k_y) \mathcal{F}\{\psi_0(x, y)\}\} \quad (2.48)$$

dargestellt werden.

Einfluss eines Objektes auf die Propagation

Durch Streuung und Absorption verändert ein Objekt im Strahl die Verteilung der $\tilde{\psi}(k_x, k_y)$ Werte im Winkelspektrum der Welle an der entsprechenden Stelle und damit die Gestalt der Wellenfront. Insbesondere im Rahmen von Simulationsrechnungen wird die Projektionsnäherung genutzt, welche annimmt, dass Objekte nur

eine infinitesimale Ausdehnung in z-Richtung haben. Abschwächung und Phasenschub eines Objekts werden entlang der z-Richtung zusammengefasst und dann der Wellenfront auf einmal angerechnet.

$$\psi'(x, y) = \psi(x, y) e^{-D(x, y)} e^{-i\Delta\phi(x, y)} = \psi(x, y) T(x, y) \quad (2.49)$$

$\psi(x, y)$ bezeichnet die Wellenfront bevor, $\psi'(x, y)$ nachdem sie das Objekt passiert hat und $T(x, y)$ ist die Transferfunktion des Objekts. Die Abschwächung und der Phasenschub sind gegeben durch Gleichung 2.16 und 2.17. Sie werden für jeden einzelnen Punkt (x, y) der Wellenfront durch das Linienintegral des imaginären, beziehungsweise realen Teil des Brechungsindex aus Gleichung 2.29 in z-Richtung angegeben:

$$\begin{aligned} D(x, y) &= k \int \beta(x, y, z) dz \\ \Delta\phi(x, y) &= k \int \delta(x, y, z) dz \end{aligned} \quad (2.50)$$

Anschließend wird die resultierende veränderte Wellenfront $\psi'(x, y)$ wieder wie in Gleichung 2.48 beschrieben im Vakuum propagiert.

2.3.2. Der Talbot Effekt

Wie im vorigen Abschnitt gezeigt wurde, kann man die Welle nach einem Objekt mit Hilfe einer Transferfunktion $T(x, y)$ beschreiben. Handelt es sich bei diesem Objekt aber um eine periodische Struktur, wie ein Gitter, dann kann gezeigt werden, dass im Lauf der Propagation des Wellenfeldes in gewissen Abständen wiederum periodische Strukturen auftreten ([Pag06]). Dies wurde schon durch Henry Fox Talbot im Jahre 1836 für sichtbares Licht beobachtet ([Tal36]) und durch Lord Rayleigh mathematisch beschrieben. Jede Wellenfront einer Wellenlänge λ und einer räumlichen Struktur mit Periode p wiederholt sich nach einer gewissen Propagationsdistanz und bildet ein Selbstbild (siehe Abbildung 2.7). Diesen Abstand nennt man Talbotabstand und er liegt bei:

$$d_T = \frac{2p^2}{\lambda} \quad (2.51)$$

Der Wellenfront kann eine periodische Struktur sowohl in der Intensität, durch ein absorbierendes Gitter, als auch in der Phase aufgeprägt werden. Um Intensitätsverluste durch das absorbierenden Gitter zu verringern bietet es sich an ein Phasengitter zu verwenden. Das bedeutet, dass nur ein Phasenschub $\Delta\phi$ aber kaum Absorption durch die Gitterstege aufgeprägt wird. Da sich die Wellenfront im Talbotabstand d_T vom Gitter in ihrer Phasenmodulation wieder herstellt, ist es nicht möglich ein Intensitätsmuster zu beobachten. Allerdings kommt es zwischen dem Gitter und dem Talbotabstand d_T bei den sogenannten fraktionalen Talbotabständen zu Intensitätsmodulationen ([AL94]).

Zusätzlich zur Gitterperiode p und der Wellenlänge λ hängen diese fraktionalen Talbotabstände auch noch vom Phasenschub $\Delta\phi$, welcher der Wellenfront durch die Gitterstege aufgeprägt wird, und dem Tastgrad dc (von engl. duty cylce) ab.

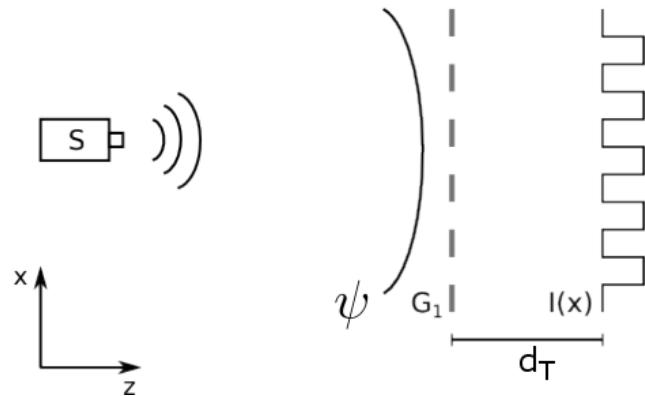


Abbildung 2.7.: Eine monochromatische, kohärente Strahlungsquelle erzeugt hinter dem Gitter G_1 im Abstand d_T ein Selbstbild des Gitters. Entnommen aus ([Web13])

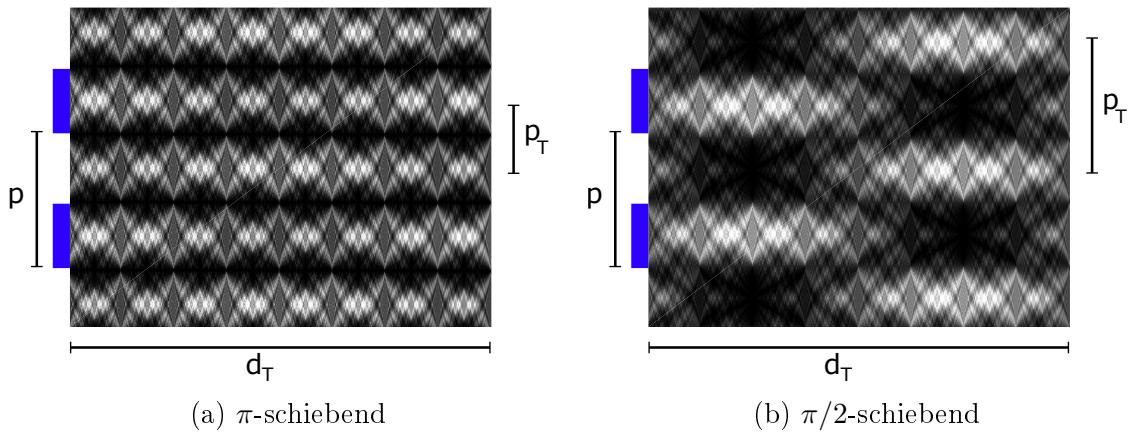


Abbildung 2.8.: Intensitätsmuster hinter einem π - und $\pi/2$ -schiebenden Gitter. Die Intensität ist durch den Grauwert gegeben. Zwischen dem Gitter und seinem Selbstbild im Abstand d_T kommt es bei bestimmten fraktionalen Talbotabständen zu Intensitätsmodulationen mit der Periode p_T .

Dieser beschreibt das Verhältnis von Stegweite zu Periode des Gitters. Die Intensität einer Wellenfront vom Gitter bis zum Talbotabstand ist in Abbildung 2.8 für zwei unterschiedliche Gitter dargestellt. Einmal für ein π -schiebendes ($\Delta\phi = \pi$, Abbildung 2.8a) und daneben für ein $\pi/2$ -schiebendes ($\Delta\phi = \pi/2$, Abbildung 2.8b) Phasengitter mit Tastgraden von $dc = 0.5$. Diese Art der Darstellung nennt man „Talbotteppich“.

Wie in Abbildung 2.8 zu sehen ist, tritt für ein π -schiebendes Gitter Frequenzverdopplung auf und es kommt zu Intensitätsmodulationen mit Perioden p_T von:

$$p_T(\pi) = p/2 \quad \text{und} \quad p_T(\pi/2) = p \quad (2.52)$$

Diese treten bei den fraktionalen Talbotabständen ([Sul97])

$$d_n(\pi) = \frac{n}{16}d_T = n \frac{p^2}{8\lambda} \quad (2.53)$$

$$d_n(\pi/2) = \frac{n}{4}d_T = n \frac{p^2}{2\lambda} \quad (2.54)$$

auf. Bei ungeradem n kommt es zu Intensitätsmodulationen, bei geradem n nur zu Phasenmodulationen.

Beide Beispiele in Abbildung 2.8 zeigen die Propagation einer ebenen Welle hinter dem Gitter. In einem realen Setup ist aber aufgrund der Kegelstrahlgeometrie ein Vergrößerungseffekt in Ausbreitungsrichtung zu beobachten. Sowohl die Talbotabstände, als auch die Perioden des Talbotmusters sind davon betroffen. Analog zum Strahlensatz gibt es den Vergrößerungsfaktor:

$$M = \frac{L + \Delta z}{L} \quad (2.55)$$

Dieser ergibt sich aus dem Abstand L des Modulationsgitters vom punktförmigen Quellpunkt und dem beliebigen Abstand Δz hinter dem Gitter. Die Talbotabstände und Perioden des Talbotmusters müssen folglich folgendermaßen abgeändert werden ([Eng+07]):

$$d_n^* = M d_n = \frac{L}{L - d_n} d_n \quad (2.56)$$

$$p_T^* = M p_T = \frac{L}{L - d_n} p_T \quad (2.57)$$

2.3.3. Die Lau Bedingung

Es ist nicht möglich eine perfekte Punktquelle tatsächlich in einem Experiment mit medizinischen Röntgenröhren zu realisieren, sondern immer nur eine Quelle mit einer bestimmten Fokusgröße s . Diesen Fokus kann man sich als Anzahl an benachbarten Punktquellen vorstellen.

Jede Punktquelle ist für sich genommen in der Lage ein Talbotmuster zu erzeugen. Somit erzeugen zwei verschiedene Punktquellen mit einem Abstand ϵ zueinander zwei Interferenzmuster, die gegeneinander um die Distanz $\epsilon d/L$ verschoben sind (siehe Abbildung 2.9). Die Intensitäten der beiden Muster addieren sich.

Wenn der Abstand zum Modulationsgitter G1 der Talbotabstand $d = d_n^*$ ist und an dieser Stelle die Verschiebung der Interferenzmuster zueinander gerade $p_T^*/2$ beträgt, kann keine Intensitätsmodulation mehr beobachtet werden. Das entspräche dann gerade einem Abstand von

$$\epsilon = \frac{p_T^* L}{2d_n^*} \quad (2.58)$$

der beiden Punktquellen zueinander. Die Beiträge von den beider Quellen würden sich aufheben. Bei kleineren Abständen überlappen sich die einzelnen Muster nur und es kommt zu einem Verwischen der Intensitätsmodulation ([Wei+06]). Dies verringert den Grad an räumlicher Kohärenz, zerstört aber die Möglichkeit ein Interferenzmuster zu erzeugen nicht komplett ([Fow75]). Eine einfache Möglichkeit

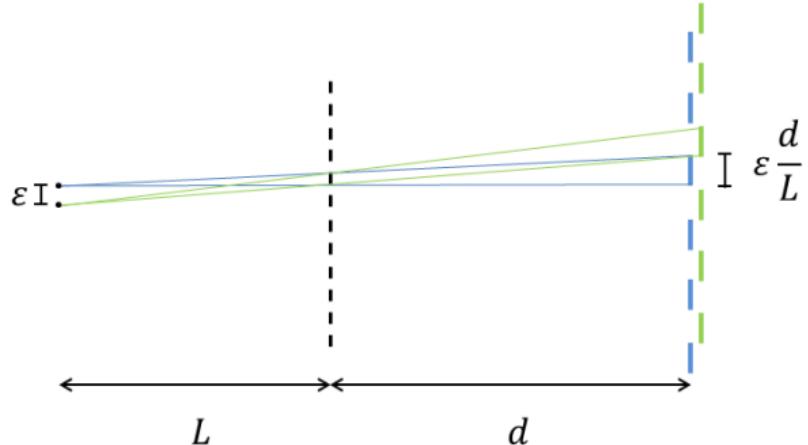


Abbildung 2.9.: Zwei um ϵ verschobene Punkte in der Fokusebene erzeugen im Abstand d von G1 zwei zueinander verschobene Intensitätsmodulationen. Im dargestellten Fall ist ϵ gerade so groß, dass beide Muster um eine halbe Periode zueinander verschoben sind und es zu keiner resultierenden Modulation kommt. Aus [Wuc12].

die Ausdehnung des Fokus zu begrenzen ist eine Schlitzblende zu verwenden. Seine Ausdehnung sollte

$$s \leq \frac{p_T^* L}{2d_n^*} \quad (2.59)$$

nicht überschreiten, was jedoch mit einem großen Verlust an Strahlungsintensität verbunden wäre. Um das zu vermeiden, kann man eine Anordnung von mehreren Schlitzen verwenden. Wenn die Mittelpunkte der Schlitze $\epsilon = p_T^* L / d_n^*$ voneinander entfernt sind, sind ihre Intensitätsmuster im Abstand d_n^* genau um eine Periode p_T^* zueinander verschoben und die Maxima addieren sich passend. Eine solche Quelle erfüllt die sogenannte Lau Bedingung ([Lau48]) und wird mittels eines weiteren Absorptionsgitters mit einer Periode

$$p_0 = \frac{p_T^* L}{d_n^*} = \frac{p_T L}{d_n} \quad (2.60)$$

im Aufbau unmittelbar hinter der Quelle platziert. Dieses Quellgitter stellt die ausreichende räumliche Kohärenz bei Experimenten mit herkömmlichen Röntgenröhren her ([Pfe+06]).

3. Bildgebung mit einem Gitterinterferometer

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, wie mit Hilfe des Quellgitters G0, das die Lau Bedingung erfüllt und einem Modulationsgitter G1 ein Talbotmuster in einem bestimmten Abstand hinter G1 erzeugt werden kann. Dieses Talbotmuster ändert sich, wenn ein Objekt zur Untersuchung im Strahlengang plaziert wird aufgrund der Wechselwirkung des Wellenfeldes mit den Elektronen im Objekt. Dabei kann sich das Talbotmuster auf drei grundlegend verschiedene Arten im Vergleich zu einer Referenzaufnahme ohne Objekt verändern. Diese sind in Abbildung 3.1 zum Vergleich gezeigt:

- In (a) ist ein gaußförmiges Strahlprofil dargestellt. Dieses ergibt sich durch die Fokusgröße der Röntgenquelle, bzw. der Slitze des G0 Gitters. Nach der Propagation durch das Interferometer erzeugt es durch den Talboteffekt ein Intensitätsmuster. Dieses wird als Referenzmuster verwendet um damit die Musterveränderung, die durch ein Objekt verursacht wird, zu vergleichen.
- In (b) verringert Absorption durch das Objekt nun die Intensität des gesamten Musters um einen Faktor, das Muster an sich bleibt aber erhalten.
- In (c) erzeugt eine Kante konstanter Neigung zum Strahl im Objekt eine Richtungsänderung der Strahlung, was auch zu einer lateralen Verschiebung des Talbotmusters führt.
- In (d) streuen Mikrostrukturen und Grenzflächen im Objekt die Strahlung in verschiedene Richtungen und verringern so den Intensitätskontrast des Talbotmusters ohne allerdings notwendigerweise viel Strahlung zu absorbieren. Man spricht dabei auch von einer Verringerung der Kohärenz.

In einem realistischen Objekt treten diese drei Effekte in der Regel gemeinsam auf und beeinflussen das Talbotmuster. Mit dem Gitterinterferometer können diese drei Eigenschaften des Objekts durch einen Vergleich mit dem Referenztalbotmuster im sogenannten Abschwächungsbild, dem differentiellen Phasenbild und dem Dunkelfeldbild dargestellt werden.

3.1. Das Phasesteppingverfahren

Im Bereich der klinischen Bildgebung werden Detektoren mit Pixelgrößen von 50 bis über 100 μm verwendet. Der in dieser Arbeit verwendete Dexela 1512 Detektor (sie-

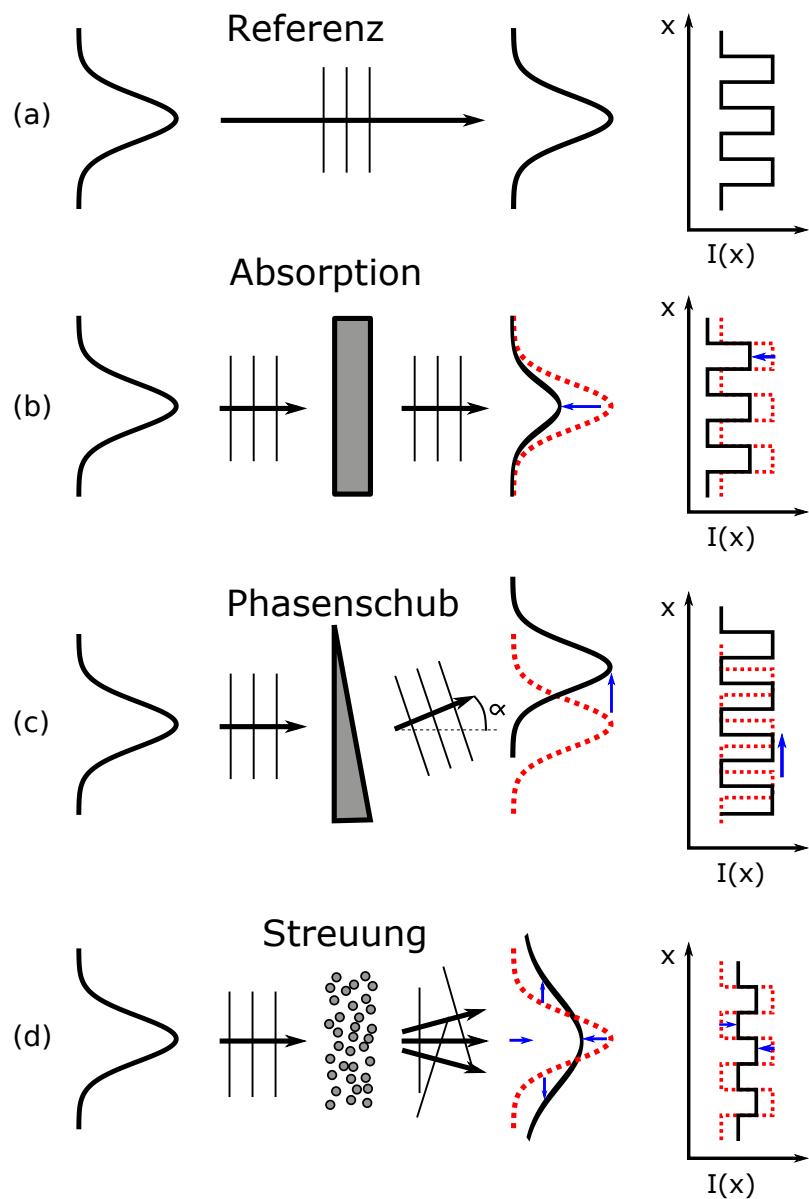


Abbildung 3.1.: Skizze der drei grundlegenden Wechselwirkungen eines Röntgenstrahles mit dem Objekt und deren Einfluss auf ein ideales Referenztalbotmuster. Strahlprofil und Intensitätsmodulation der Referenz (a) sind zum Vergleich bei den drei Fällen (b,c,d) als rot gestrichelte Linie eingezeichnet. Daraus ergeben sich auch die Interpretationen der drei Bildmodalitäten im Hinblick auf die Objekteigenschaften.

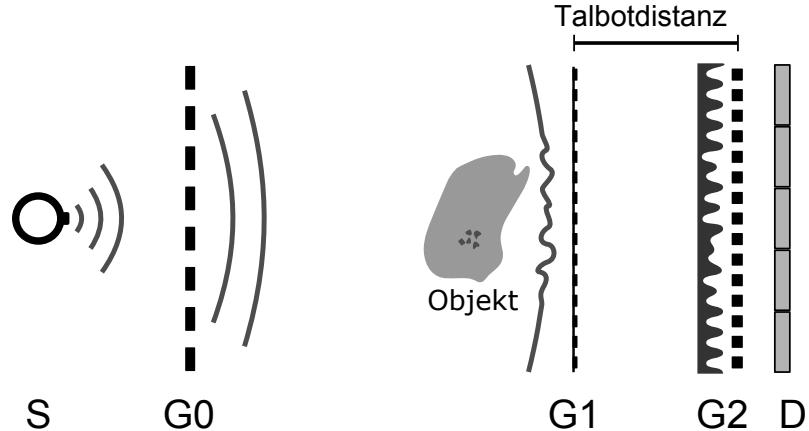


Abbildung 3.2.: Skizze des Talbot-Lau-Interferometers. Das Objekt verändert die Form der Wellenfront. Das führt zu einer Verzerrung des Talbotmusters an der Position des Analysatorgitters G2, das benötigt wird um mit größeren Detektorpixeln das Muster abzutasten. Entnommen aus [Lud16].

he Kapitel 4.1) hat einen Pixelpitch von $75 \mu\text{m}$. Die Perioden des Modulationsgitters G1 sind aber eher im Größenbereich von wenigen Mikrometern $p_1 \approx 5 \mu\text{m}$ und somit ist das Talbotmuster nicht direkt durch den Detektor auflösbar. Verwendet man ein drittes, sehr stark absorbierendes Gitter G2, dessen Periode p_2 genau zu der Periode des Talbotmusters p_T im Abstand d vom G1 Gitter passt, so kann man damit das Talbotmuster analysieren (siehe Skizze in Abbildung 3.2). Die im Pixel gemessene Intensität ist abhängig von der lateralen Position des Analysatorgitters gegenüber dem Intensitätsmuster ([Mom+03], [Wei+05]). Es ist möglich durch eine laterale Verschiebung des Analysatorgitters um Bruchteile der Periode des Talbotmusters die Intensitätsmodulation abzutasten. Aus diesen einzelnen Messungen resultiert für jeden einzelnen Pixel (x_i, y_i) die Phasestepplingkurve $I_{PSK}(x_{G2})(x_i, y_i)$. Dieses Phasestepplingverfahren ist in Abbildung 3.3 für einen einzelnen Pixel skizziert.

In einem idealen Aufbau würde das Rechteckmuster des Selbstbildes des G1 Modulationsgitters durch ein perfektes rechteckförmiges Analysatorgitter G2 abgetastet werden. Dies entspricht mathematisch einer Faltung der beiden Rechteckfunktionen und würde eine Dreiecksfunktion ergeben. Die ausgedehnten Schlitze des Quellgitters G0, die Verwendung eines polychromatischen Spektrums, sowie weitere Imperfektionen im realen Aufbau verwischen diese Dreieckskurve zu einem Sinus. Durch einen Sinusfit an die Phasestepplingkurve $I_{PSK}(x_{G2})$ liefern dessen Parameter Aufschluss über das zugrundeliegende Talbotmuster:

$$I_{PSK}(x_{G2}) = I + A \cdot \sin \left(\frac{2\pi}{p_2} x_{G2} + \Phi \right) \quad (3.1)$$

Die mittlere Intensität ist durch I gegeben, A gibt die Amplitude und Φ die Phase des Sinus an. Diese Phase hängt von der ursprünglichen Gitterposition des Analysatorgitters gegenüber dem Talbotmuster ab.

Die jeweiligen Parameter der Referenzmessung und der Objektmessung sind in den

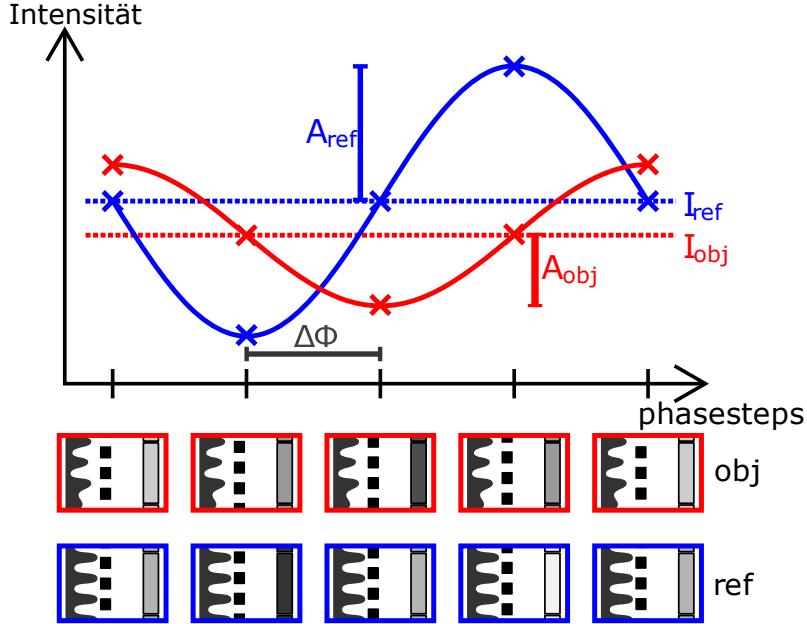


Abbildung 3.3.: Phasesteppingkurven für Referenz- (blau) und Objektmessung (rot). Der Unterschied der Kurven ist durch die Abtastung des Talbotmusters beider Fälle durch das G2 vor einem einzelnen Detektorpixel für jeden Phasestep unterhalb der Kurve angedeutet. Entnommen aus [Lud16].

folgenden Abschnitten jeweils mit dem Subscript *ref*, bzw. *obj* gekennzeichnet. An einigen Stellen wird auch für die Referenzmessung das Subscript 0 und für die Objektmessung die Variable ohne weiteres Subscript verwendet.

Der Kontrast des Talbotmusters spiegelt sich in der sogenannte *Visibility* *V* wieder. Sie ist durch den Kontrast der Phasesteppingkurve gegeben:

$$V = \frac{A}{I} \quad (3.2)$$

Durch den Vergleich der Intensitätskurven mit Objekt ($I_{PSK,obj}(x_i, y_i)$) und einer Referenzmessung ohne Objekt ($I_{PSK,ref}(x_i, y_i)$) können nun Eigenschaften des Objekts bestimmt werden. Dabei kann man nun die drei verschiedenen Bilder generieren, die unterschiedliche Informationen über das Objekt geben.

3.2. Das Abschwächungsbild

Befindet sich im Strahlengang ein Objekt, kommt es zu Wechselwirkungsprozessen der Röntgenstrahlung mit den Elektronen im Objekt. Das führt dazu, dass der Primärstrahl Intensität verliert und der Intensitätswert in jedem einzelnen Phasestep um einen vom Objekt abhängigen Faktor verringert wird. Gerade dies wird durch das Gesetz von Lambert-Beer (Gleichung 2.19) ausgedrückt. Da es für jeden einzelnen Phasestep gilt, gibt der Unterschied zwischen Mittelwert der Objektmessung

I_{obj} und Referenzmessung I_{ref} das aus der gewöhnlichen Radiographie bekannte Abschwächungsbild:

$$-\ln \left(\frac{I_{obj}}{I_{ref}} \right) = \int_0^D \mu(z) dz = \int_0^D \frac{\mu}{\rho}(z) \rho(z) dz \quad (3.3)$$

Der Kontrast des Schwächungsbildes wird durch lokale Unterschiede des effektiven Absorptionskoeffizienten verursacht, der sich aus der Integration des lokalen materialspezifischen Massenschwächungskoeffizienten $\frac{\mu}{\rho}(z)$ und der lokalen Dichte $\rho(z)$ entlang der z-Richtung über die Objektdicke D ergeben. Da der Massenschwächungskoeffizient von der Energie des wechselwirkenden Photons abhängt, gibt das Absorptionsbild eine Aussage über einen effektiven Massenschwächungskoeffizienten.

3.3. Das differentielle Phasenbild

Ein keilförmiges Objekt im Strahlengang führt zu einer differentiellen Phasenänderung $\frac{\partial \phi}{\partial x}$ und damit abhängig von der Wellenlänge der Strahlung zu einem Ablenkwinkel α :

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{2\pi}{\lambda} \tan(\alpha) \quad (3.4)$$

Daraus ergibt sich an der Position des G2 Analysatorgitters im Abstand d hinter dem Modulationsgitter direkt eine Verschiebung des Intensitätsmusters von:

$$\Delta x = d \cdot \tan(\alpha) \quad (3.5)$$

Diese Verschiebung ist aus der Differenz der Phase im Sinus der Referenz- und Objektmessung bestimmbar und hängt mit der Periode des G2 Gitters p_2 zusammen:

$$\Delta \Phi = \Phi_{obj} - \Phi_{ref} = \Delta x \cdot \frac{2\pi}{p_2} \quad (3.6)$$

Aus dieser Differenz von Objekt- und Referenzphase wird das differenzielle Phasenbild erstellt. Durch eine Integration der differentiellen Phase entlang des Detektors in der Phasestepplingrichtung kann auf den Realteil des Brechungsindex δ im Objekt geschlossen werden.:

$$\int \frac{\partial \phi}{\partial x} dx = -\frac{2\pi}{\lambda} \int_0^D \delta dz \quad (3.7)$$

3.4. Das Dunkelfeldbild

Das Dunkelfeld ist der Visibilitätskontrast. Es gibt also an, wie sich die Visibilität der Phasestepplingkurve in Objekt- und Referenzmessung unterscheidet:

$$\frac{A_{obj}}{I_{obj}} \cdot \frac{I_{ref}}{A_{ref}} = \frac{V_{obj}}{V_{ref}} \quad (3.8)$$

Es ist damit also ein Maß dafür wie sich die Kohärenz der Strahlung durch das Objekt ändert. Eine Verbreiterung des Strahlungsprofils führt zu einer lokalen Umverteilung von Strahlungsintensität der Maxima in Minima des Intensitätsmuster. Ein Kontrast innerhalb des Dunkelfeldbildes gibt also Information über Mikrostrukturen, die im Objekt vorhanden sind. Das kann z.B. für die Erkennung von Mikrokalzifikationen in Brustgewebe genutzt werden, die auf Tumore hinweisen können ([Rie+13]).

Dunkelfeld durch Mikrostruktur

Die granulare Mikrostruktur eines Objektes kann zu einer Verringerung der Visibilität führen. Die Röntgenstrahlung wird abhängig von der Strukturgröße der Mikrostruktur um einen Winkel zur optischen Achse gestreut. Da die Mikrostruktur aber zufällig im Objekt auf kleineren Größenskalen vorliegt, ergibt sich keine homogene Verschiebung des Talbotmusters, wie im Falle des Phasenschubes, sondern eine Verringerung der Kohärenz des Wellenfeldes und somit eine Verringerung der Visibilität. In sogenannten SAXS (Small Angle X-Ray Scattering) Experimenten wird die streuende Eigenschaft solcher Mikrostrukturen ausgenutzt um genaue Erkenntnisse über kleinste Strukturen zu gewinnen([Gui63]). Solche Experimente werden üblicherweise an Synchrotron-Anlagen durchgeführt. Durch das Dunkelfeldbild im Gitter-Phasenkontrast können aber unter wesentlich einfacheren Bedingungen ebenfalls Aussagen über die Mikrostruktur getroffen werden. Hier verändern Mikrostrukturen, welche in der Größenordnung weniger Mikrometer liegen und durch die wesentlich größeren Detektorpixel nicht aufgelöst werden können, das Talbotmuster und verringern somit die Visibilität V_{obj} ([Pfe+08]).

Von Yashiro et al. ([Yas+10]) gibt es ein Modell für den monoenergetischen Fall, in dem das Dunkelfeld durch die Autokorrelationsfunktion der räumlichen Fluktuationen der Wellenfront beschrieben wird. Diese räumlichen Fluktuationen werden durch die nicht auflösbare Mikrostruktur im Objekt verursacht:

$$\frac{V_{Obj}}{V_{Ref}} \approx \exp\{-\sigma^2(x, y)[1 - \gamma(x, y; -pn_{Talbot})]\} \quad (3.9)$$

Die Phasenfluktuationen werden als gaußförmig angenommen mit der Varianz σ^2 und der normierten Autokorrelationsfunktion γ , in welcher weitere Objekteigenschaften der einzelnen Partikel der Mikrostruktur eingehen, wie die Korrelationslänge der Phasenfluktuationen und der Hurst-Exponent, also Strukturgröße und Form der Partikel.

In der Varianz σ^2 sind Parameter über das Objekt, wie die Objektdicke D und Anzahldichte der Partikel N enthalten:

$$\sigma^2 \propto ND \quad (3.10)$$

Das Modell nimmt also an, dass das gaußförmige Strahlungsprofil der Quelle verbreitert wird, was einer Verringerung der räumlichen Kohärenz entspricht und zu einer Verringerung der Visibilität führt. Das resultierende Dunkelfeldbild hängt exponentiell von der Dicke des Objektes ab. Auch in den Arbeit von Lynch et al. ([Lyn+11]) und Bech et al. ([Bec+10]) wurde diese Annahme gemacht und ein

Dunkelfeld-Extinktionskoeffizient σ_{DF} eingeführt. Daraus ergibt sich die mittlerweile übliche Angabe des negativen Logarithmus des Dunkelfeldes ähnlich dem Lambert-Beerschen Gesetz für die Absorption:

$$-\ln \left(\frac{V_{Obj}}{V_{Ref}} \right) = \int_0^D \sigma_{DF}(z) dz \quad (3.11)$$

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird diese Definition des Visibilitätskontrastes als Dunkelfeld bezeichnet.

Experimentell wurde der Zusammenhang des Dunkelfeldsignals mit der Kleinwinkelstreuung durch Mikrostrukturen in SAXS-Experimenten durch Bech et al. ([Bec+12]) untersucht und es konnte der angenommene Zusammenhang mit der Objektdicke bestätigt werden.

Nimmt man für das in dieser Arbeit verwendete Gitterinterferometer (siehe Kapitel 4.1) mit einem Abstand vom Objekt zum Analysatorgitter G2 von $l_{O,G2} = 1\text{ m}$ und einer G2-Periode von $p_2 = 4,8\text{ }\mu\text{m}$, ergibt sich für einen Streuwinkel, der die Intensitätsmodulation gerade um eine halbe G2-Periode ($d = 0.5 \cdot p_2 = 2,4\text{ }\mu\text{m}$) verschiebt:

$$2\theta = \arctan \left(\frac{d}{l} \right) = 2,4\text{ }\mu\text{rad} \quad (3.12)$$

Das ergibt für die Abhängigkeit des Streuvektors Q von der Photonenenergie E :

$$Q = \frac{4\pi}{\lambda} \sin(\theta) = \frac{4\pi E}{hc} \sin(\theta) \quad (3.13)$$

In Abbildung 3.4 ist der Q-Wert, der diesem Streuwinkel entspricht für verschiedene Photonenenergien gezeigt. Da der Q-Wert eines Objektes gerade die Abhängigkeit von der Wellenlänge, bzw. Energie der Strahlung umgeht, wird daraus deutlich, dass verschiedene Photonenenergien auf unterschiedliche Strukturgrößen im Dunkelfeld sensiv sind.

Vergleicht man das mit den simulierten SAXS Bildern, die mit der Simulationssoftware SasView ([But18]) erstellt wurden, zeigt sich, dass für diese kleinen Streuwinkel größere Strukturen als in üblichen SAXS Experimenten verantwortlich sind. Kugeln mit einem Radius im Bereich weniger Nanometer, streuen in einen größeren Raumwinkelbereich, wohingegen Kugeln mit einem Radius im Bereich von Mikrometern relativ hohe Intensitäten in einem Bereich streuen, der für Gitterinterferometer relevant ist. In Abbildung 3.5b sieht man das simulierte Streubild für Kugeln mit einem Radius von 5 nm . Es ergibt sich das typische ringförmige Muster mit nach außen hin abfallender Intensität. Man sieht aber, dass die Intensität in Bereichen von etwa $Q = 0,1\text{ }\text{\AA}^{-1}$ gestreut wird. Das Streubild aus Abbildung 3.5a für Kugelradien von $1\text{ }\mu\text{m}$ zeigt dagegen, dass ein Großteil der Intensität bei Werten von $Q = 0,0001\text{ }\text{\AA}^{-1}$ gestreut wird. Dies liegt wie in Abbildung 3.4 zu sehen im richtigen Bereich [Str14]. Koenig et al. ([Koe+16]) diskutieren zusätzlich noch den Ansatz, dass das Dunkelfeld nicht nur aufgrund solcher Kleinwinkelstreuung zustande kommt, sondern aufgrund eines nicht aufgelösten Phasenkontrastes der Mikrostrukturen.

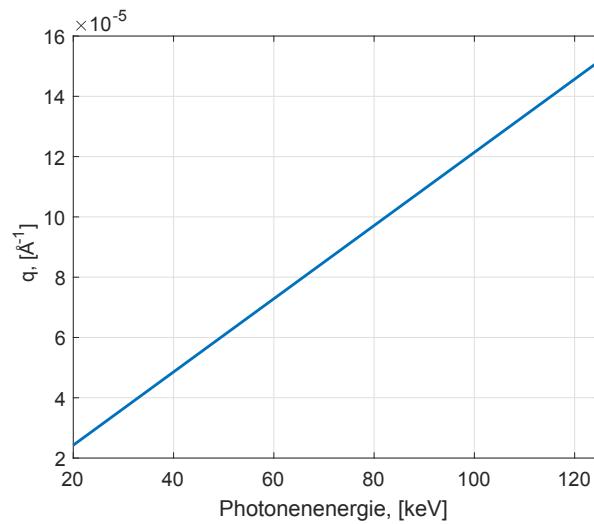


Abbildung 3.4.: Streuvektor Q , der um einen Winkel von $2,4 \mu\text{rad}$ streut in Abhängigkeit von der Photonenergie.

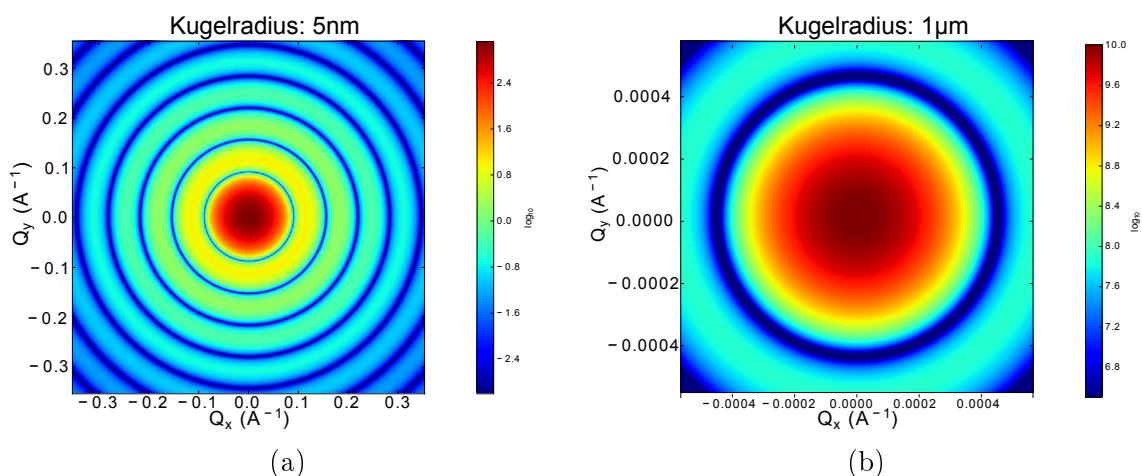


Abbildung 3.5.: Simulierte SAXS Streubilder für Kugeln mit einem Radius von 5 nm (a) und 1 μm (b) mit farbcodierter Intensität und x- und y-Achse in Q -Werten angegeben.

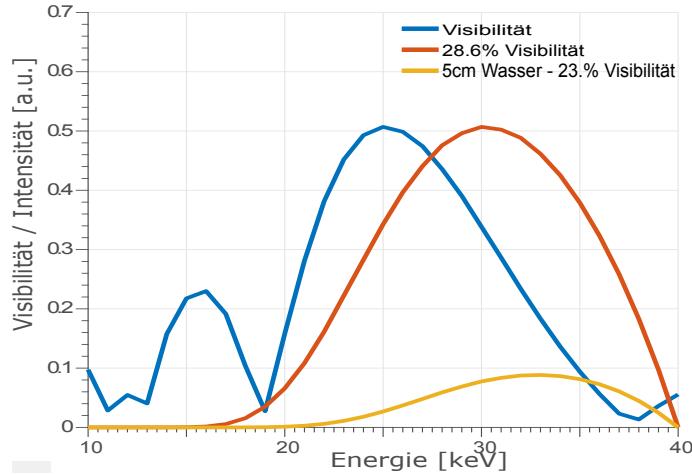


Abbildung 3.6.: Monoenergetische Visibilitätskurve des Mammographieaufbaus (blau). 40 kVp Spektrum einer Wolframanode ohne Objekt (rot) und mit 5 cm Wasser (orange) im Strahlengang. Die Aufährung durch das Objekt resultiert in einer Visibilitätsminderung von 28,6 % auf 23,0 %.

Aufhärtungsdunkelfeld

Da der Talbotabstand von der Wellenlänge der Strahlung abhängt (Gleichung 2.51), das Analysatorgitter G2 aber an einer festen Position steht und zusätzlich das Quellgitter G0 auf diese Position angepasst ist, ist auch bei jeder Photonenenergie der Röntgenstrahlung die Visibilität des jeweiligen Talbotmusters und der damit zusammenhängenden Phasesteppingkurve anders. Im üblichen Laborsetup wird aber polychromatische Röntgenstrahlung mit einem breiten Spektrum verwendet. In einem solchen Spektrum sind auch Photonenenergien enthalten, die nur eine geringe Visibilität erzeugen. Abbildung 3.6 zeigt die Abhängigkeit der monochromatischen Visibilität von der Photonenenergie für den in dieser Arbeitsgruppe etablierten Mammographieaufbau ([Rie12], [Web13]).

Der Absorptionskoeffizient ist kleiner für höhere Röntgenenergien. Das hat zur Folge, dass das Spektrum nach Durchstrahlung eines Objektes mehr Intensität im niedrenergetischen Bereich verliert als im hochenergetischen. Effektiv verändert sich also die Form und der Schwerpunkt des Spektrums hin zu härterer Röntgenstrahlung.

Durch diese Strahlaufhärtung kann nun ein künstliches Dunkelfeldsignal erzeugt werden, das nicht auf die Mikrostruktur und die Kleinwinkelstreuung des untersuchten Objektes zurückzuführen ist, sondern auf die Auswirkung der Absorption auf das Spektrum ([Rit15], [YVM15]).

Dies ist in Abbildung 3.6 durch die beiden gezeigten Spektren angedeutet. Es handelt sich bei beiden um das im Mammographieaufbau übliche 40 kVp Wolfram Spektrum. Für die Referenzmessung ohne Objekt ergibt sich eine simulierte Visibilität von 28,6 %. Befindet sich ein Objekt aus 5 cm Wasser in Strahlengang, wird einerseits Strahlung absorbiert, was in einer Verringerung der Intensitäten führt, andererseits verringert sich aber auch die simulierte Visibilität auf 23,0 %. Es kommt also zu einem Dunkelfeldsignal von $-\ln(V_{obj}/V_{ref}) = 0.2$ obwohl keine Mikrostruktur vor-

handen ist. Das kann zu einer falschen Interpretation des Dunkelfeldbildes führen. Solche Aufhärtungseffekte sind für die normale Absorptionsbildung lange bekannt und auch für das Phasenbild in einem Gitterinterferometer schon untersucht ([Cha+11]).

Bei dem Versuch grsere und stärker absorbierende Objekte in einem neuen Interferometeraufbau zu untersuchen muss auf das erwartete Aufhärtungsdunkelfeld besonders Wert gelegt werden, um überhaupt noch Kontrast im Dunkelfeld zu messen.

Streustrahlung und Dunkelfeld

Compton- und Rayleigstreuung sind eigentlich Bestandteile des Absorptionskoeffizienten. Sie fren also zur Verringerung der Intensität in der Objektmessung, weil Photonen aus dem Primärstrahl weg gestreut werden. Da es sich aber um Streuung der Röntgenphotonen handelt, kann es auch sein, dass diese Photonen nach einem Streuprozess in einem der Detektorpixel detektiert werden. Je höher die Energie der Photonen ist, desto grscher ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon nach vorne gestreut wird und den Detektor trifft. Die Wahrscheinlichkeiten dafür sind also abhängig von der Photonenenergie, der Geometrie des Aufbaus, also im wesentlichen vom Abstand des Objektes zum G2 Gitter, bzw. dem Detektor und der Gre, Form und chemischen Zusammensetzung des Objektes. Der Wirkungsquerschnitt für Rayleigstreuung σ_{Ray} bei den relevanten Photonenenergien um 100 keV liegt zwar deutlich unter dem für Comptonstreuung σ_{CO} , allerdings wird ein Photon durch Rayleigstreuung in einem sehr geringen Raumwinkelbereich nach vorne gestreut und hat deswegen eine hohe Wahrscheinlichkeit im Detektor als Intensität gemessen zu werden.

Für beide Fälle gilt, dass nach dem Streuprozess eine neue Elementarwelle am Ort der Streuung erzeugt wird, die die Punktquelle einer neuen Wellenfunktion ist. Die Intensität dieser Wellenfunktion überlagert sich nur inkohärent mit der Intensität der einfallenden Welle ([Bar10]) und verringert somit den Kontrast des Talbotmusters.

Rayleigstreuung führt zu keinem Energieverlust des Photons und da für die inkohärenten Beiträge zur Intensität im Detektor nur stark in Vorfrtsrichtung compton-gestreute Photonen in Frage kommen, haben diese auch annähernd dieselbe Energie wie die einfallenden Photonen und es kommt nur zu einer geringen Änderung des Spektrums der detektierten Streustrahlung im Vergleich mit dem Spektrum der Primärstrahlung. Aus der Dissertation von Peter Bartl ([Bar10]) wurde ein solches Streustrahlungsspektrum eines 125 kVp Wolframspektrums mit 5 mm Aluminiumfilterung entnommen und hier in Abbildung 3.7a gezeigt. Es stammt aus einer Monte-Carlo-Simulation ([GWA03]) eines Talbot-Lau Gitterinterferometers. Ein CT-Phantom eines menschlichen Kopfes mit einem Durchmesser von 17 cm ist circa 20 cm vor der Detektionsebene platziert. Die Details dazu sind in der Arbeit nachzulesen.

Außerdem ist die Verteilung der Photonen hinter dem ausgedehnten CT-Phantom gezeigt. Die grüne Kurve zeigt die Absorption durch das Objekt und lässt die Struktur des CT-Phantoms erkennen. Die blaue Kurve der Streustrahlung zeigt dagegen

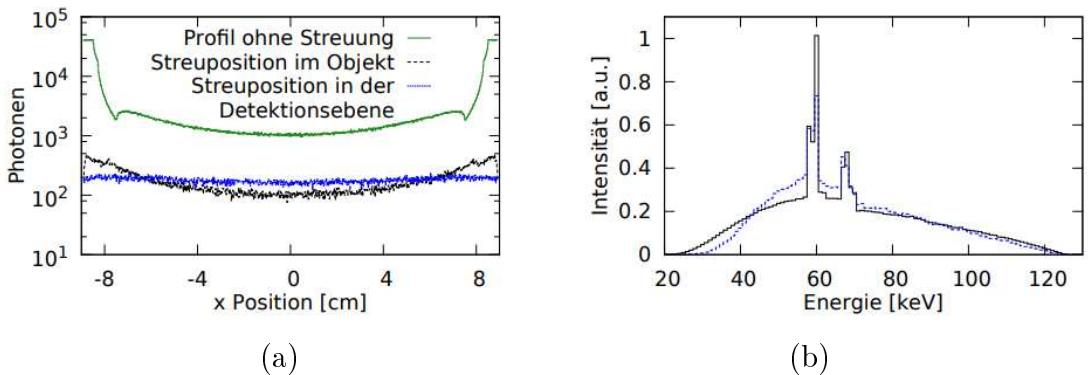


Abbildung 3.7.: Links (a): Histogramm der Primärstrahlung (grün), der Ortsverteilung der Streustrahlung im Objekt (schwarz) und der Ortsverteilung der Streustrahlung in der Detektorebene(blau)
 Rechts (b): 125 kVp Wolfram-Spektrum (blau), Spektrum der Streustrahlung (schwarz), beide auf selbe Gesamtintensität normiert.
 Entnommen aus der Dissertation von P. Bartl ([Bar10].)

eine über die Breite des Objektes und darüber hinaus ausgedehnte, konstant gleichmäßig verteilte Anzahl an Photonen. Diese würden jedes für sich als Welle gesehen ein zufällig verteiltes Talbotmuster erzeugen, das sich nicht mit dem Talbotmuster der Primärstrahlung überlagert und somit zu einer Reduktion der Visibilität in der Objektmessung führen. Für die hier dargestellte Simulation liegt der Anteil der Streustrahlung an der Intensität bei 4,36 %.

Je stärker das Objekt die Primärstrahlung absorbiert, desto größer wird der Anteil dieser Streustrahlung an der gemessenen Intensität und somit ist auch ein stärkeres Dunkelfeldsignal zu erwarten, das nicht durch die Mikrostruktur des Objektes verursacht wird.

Für die Absorptionsbildgebung ist Streustrahlung ein bekanntes Phänomen, das dazu führt die Absorption zu unterschätzen. Nach [KMA08] kann in medizinischen CT-Aufnahmen der Anteil an Intensität durch Compton- und Rayleighstreuung durchaus im Bereich von 1,5 % (Für eine Kopfmessung) oder 3,4 % (Thoraxmessung) einer 80 keV Primärstrahlintensität liegen.

Um den Einfluss der Streustrahlung auf Absorptions- und Dunkelfeldsignal abzuschätzen, kann man annehmen, dass auf die Intensitäten I_{ref} und I_{obj} eine Konstante $I_{streu,ref}$ bzw. $I_{streu,obj}$ hinzu addiert wird, die sich aus der Unterschätzung der Absorption durch das Objekt ergibt. Für das Absorptionsbild ergibt das eine Veränderung zu:

$$-\ln \left(\frac{I_{obj} + I_{streu,obj}}{I_{ref} + I_{streu,ref}} \right) \quad (3.14)$$

Der Einfluss von $I_{streu,obj}$ auf den Zähler dieses Ausdrucks ist dabei bei stark absorbierenden Objekten maßgeblich und führt zu einer Sättigung des Absorptionssignal. Für das Dunkelfeld ergibt sich äquivalent :

$$-\ln \left(\frac{A_{obj}}{A_{ref}} \cdot \frac{(I_{ref} + I_{streu,ref})}{(I_{obj} + I_{streu,obj})} \right) \quad (3.15)$$

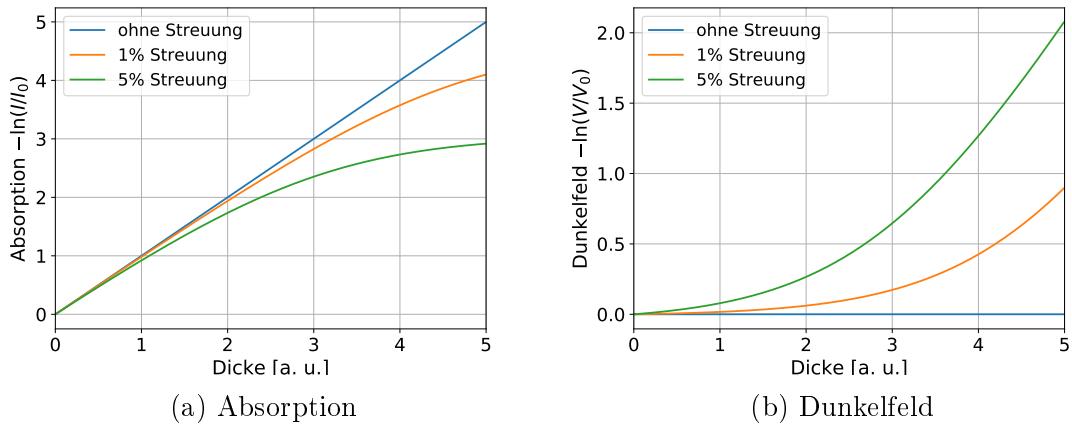


Abbildung 3.8.: Einfluss einer konstanten Streustrahlungsintensität von 1 % (orange), bzw. 5 % der Primärstrahlintensität auf das Absorptions- (a) und Dunkelfeldsignal (b) im Vergleich zu dem erwarteten Signal ohne Streustrahlung (blau).

Es kommt also zu einem Dunkelfeldsignal, das keinen Ursprung in der Mikrostruktur des Objektes hat.

Zur Veranschaulichung dieses Effektes sind in Abbildung 3.8 für Absorption- und Dunkelfeldsignal der Fall ohne Streustrahlung ($I_{streu,ref} = I_{streu,obj} = 0$) mit den zwei Fällen von 1 % ($I_{streu,ref} = I_{streu,obj} = 0.01 \cdot I_{ref}$) und 5 % ($I_{streu,ref} = I_{streu,obj} = 0.05 \cdot I_{ref}$) der Intensität der Primärstrahlung als Streustrahlungsintensität dargestellt. Dieser Ansatz ermöglicht es prinzipiell für jeden Pixel der Objekt und Referenzmessung einen eigenen Streubeitrag zur Intensität zu ermitteln. Insbesondere ist es möglich bekannte Verfahren zur Korrektur des Absorptionsbildes direkt auf das Dunkelfeldbild anzuwenden.

3.5. Die *cxi* Simulation

Die im vorangegangenen Abschnitt skizzierte theoretischen Überlegungen zur skalaren Beugungstheorie ([Pag06]) ermöglichen es ein Talbot-Lau Gitterinterferometer numerisch zu simulieren. Dazu wird die von Andre Ritter ([Rit+14], [Rit15]) entwickelte *cxi* Simulation verwendet. Die Simulation wird in einer Python Umgebung durchgeführt, die auf eine C++ Library zugreift. In ihr ist es möglich eine Wellenfront zu propagieren und dabei die Effekte der Gitter und von Objekten im Strahlengang zu untersuchen.

Objekte werden dabei in der Projektionsnäherung simuliert. Abbildung 3.9 deutet die Projektionsnäherung eines mit Kugeln gefüllten Quaders (3.9a) in einer Dimension an. Die Projektion in 3.9b zeigt, dass Strukturen verschiedenster Größenordnung (Breite der Peaks in der Projektion) durch Überlagerung von Kreisen entstehen können. Diese Strukturen sind es, auf die sich die Varianz σ und der Faktor γ aus Gleichung 3.9 in dem Modell von Yashiro et al. ([Yas+10]) beziehen.

Die Wellenfronten werden in der Simulation monoenergetisch durch den Aufbau

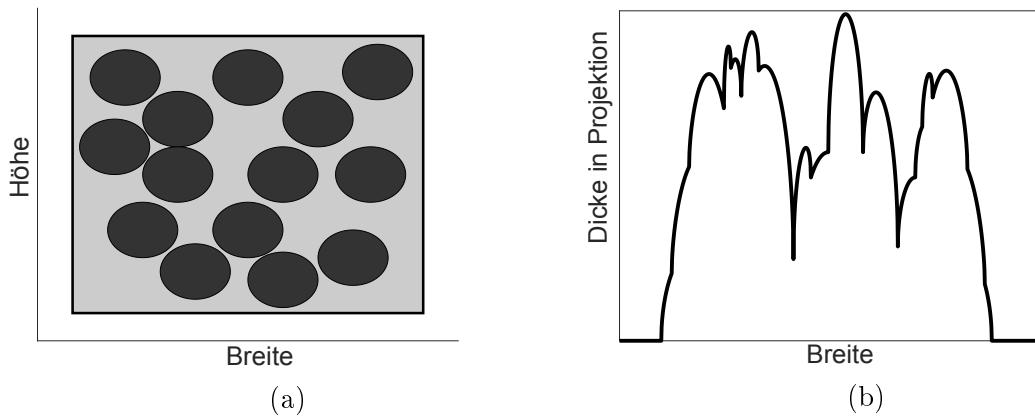


Abbildung 3.9.: In einem Quader verteilte Kugeln (a) und die daraus resultierende Projektion(b).

propagiert. Das Modulationsgitter G1 erzeugt ein Talbotmuster und an der Position des Analysatorgitters G2 wird dieses in Intensitäten umgewandelt und dann abgetastet.

Damit es möglich ist, den Aufbau mit einer Röntgenröhre zu simulieren, müssen Spektrum und Struktur der Quelle in die Simulation eingebaut werden. Das Spektrum geht ein, indem die resultierenden Intensitäten der monoenergetischen Simulation gewichtet mit der relativen Intensität der jeweiligen Energie addiert werden. Das Quellgitter G0 wird durch eine Faltung des Ergebnisses einer Simulation einer Punktquelle mit der Transmissionsfunktion des Quellgitters in die Simulation integriert.

Die Detektorantwort kann über eine Mont-Carlo Simulation erstellt werden. Darauf wird aber in den Simulationen dieser Arbeit verzichtet und nur der durch die $600\text{ }\mu\text{m}$ dicke Cäsiumiodid Schicht des Sensors absorbierte Teil des Intensitätsspektrums als Signal betrachtet.

4. Hochenergieaufbau

Um dickere und stärker absorbierende Objekte untersuchen zu können verwendet man Röntgenstrahlung höherer Energie. Der Schwächungskoeffizient nimmt im Allgemeinen mit steigender Röntgenenergie ab, so dass mehr Intensität der Röntgenstrahlung das Objekt durchdringen kann. Gleichzeitig steigen auch die an die Gitter gestellten Anforderungen, will man Röntgenspektren höherer Energie in einem Gitterinterferometer verwenden. Einerseits wird der Talbotabstand bei gleicher Gitterperiode länger (Siehe Gleichung 2.51), andererseits absorbieren auch die Gitter G0 und G2 weniger der Intensität der einstrahlenden Photonen in den Stegen. Die Gitter müssen also höher gefertigt werden und entweder die Länge des Aufbaus vergrößert oder die Gitterperioden verkleinert werden.

Außerdem erzeugen solch dicke, stark absorbierende Objekte ein großes Aufhärzungsdunkelfeld, da der Schwerpunkt des Spektrums sich zu höheren Energien hin verschiebt

Da der Mensch zu etwa 65 % aus Wasser besteht wurden die Spezifikationen des sogenannten Hochenergieaufbaus so gewählt, dass die Veränderung des Spektrums durch die Absorption in Wasser kaum Auswirkungen auf die resultierende Visibilität hat. Es entsteht also wenig Aufhärzungsdunkelfeld. Außerdem sollten Messungen im Bereich des Energiespektrums der Röntgenröhre von 60 bis 125 kVp Beschleunigungsspannung möglich sein um dicke Objekte untersuchen zu können.

4.1. Der experimentelle Aufbau

Der Hochenergieaufbau wurde von Christian Hauke im Rahmen seiner Masterarbeit [Hau15] aufgebaut. Der Aufbau wurde vertikal, also mit der Röntgenröhre auf dem Boden und dem Detektor an der Decke der Bleikammer, montiert. Die beiden Bilder in Abbildung 4.1 zeigen den Aufbau in der Bleikammer. In Bild 4.1a ist der Probensteller, auf dem die Objekte zur Untersuchung gelegt werden, zu sehen. Dieser besteht aus einer 0,6 cm dicken PMMA Platte, ist in seiner Ebene verfahrbar und ermöglicht so ein „Abkachen“ großer Objekte. An der Decke der Bleikammer erkennt man das Modulationsgitter G1, das Analysatorgitter G2 und den Detektor. Röntgenröhre und Quellgitter G0 sind unterhalb des weißen Tisches nicht zu erkennen, aber in Abbildung 4.1b zu sehen. Die einzelnen Komponenten des Gitterinterferometer sollen hier nun kurz vorgestellt werden.

Gitter und Geometrie des Interferometers

Die Spezifikationen der drei Gitter und die dazu passenden Abstände wurden von Dr. Thomas Weber erstellt und in der Bachelorarbeit von Christian Hauke [Hau13] mit Hilfe der in Kapitel 3.5 erwähnten cxi-Simulation simuliert. Die Spezifikationen

der drei Gitter und die Abstände der Elemente zueinander sind den beiden Tabellen 4.1 und 4.2 zu entnehmen.

Fokus zu G0	17,5	cm
G0 zu Probenteller	59,3	cm
Probenteller zu G1	40,1	cm
G1 zu G2	41,0	cm
G2 zu Detektor	8,2	cm

Tabelle 4.1.: Abstände der Elemente des Interferometers

	G0	G1	G2
Material	Gold	Gold	Gold
Periode [μm]	11,54	3,39	4,8
Steghöhe [μm]	290	6,37	180
Tastverhältnis	0,5	0,5	0,5

Tabelle 4.2.: Spezifikationen der drei Gitter des Interferometers

Röntgenröhre

Als Quelle der Röntgenstrahlung dient eine Megalix CatPlus 125/40/90-125GW der Firma Siemens. Diese kann mit 40 - 125 kVp Röhrenspannung bei einer Dauerleistung von bis zu 2,5 kW betrieben werden. Es handelt sich um eine Drehanodenröhre mit einem Wolfram-Rhenium Spektrum. Dieses wird in der Röhre selbst durch 1,5 mm Aluminium gefiltert. Zusätzlich wurde für die hier gezeigten Experimente das Spektrum noch mit 300 μm Kupfer gefiltert um es weiter aufzuhärten. Damit werden die niederenergetischen Photonen, die wenig zur Visibilität beitragen aus dem Spektrum entfernt. Da der Aufbau zur Messung dicker, stark absorbierender Objekte gedacht ist, würden diese Photonen zum großen Teil sowieso vom Objekt absorbiert werden.

Detektor

Als Detektor wurde ein Flat-Panel-Szintillationsdetektor Dexela 1512 von PerkinElmer verwendet. Er hat eine 600 μm dicke, mit Thallium dotierte Szintillationsschicht aus Cäsiumiodid (CsI) bei einem Pixelpitch von $75 \times 75 \mu\text{m}^2$.

4.2. Visibilität im Hochenergieaufbau

Im sogenannten Hochenergieaufbau erzeugt ein 6,37 μm hohes phasenschiebendes Gitter aus Gold das Talbotmuster. Diese Goldhöhe verschiebt die Phase für Röntgenstrahlung einer Energie von 62,5 keV um $\pi/2$. Der von dieser Goldhöhe erzeugte Phasenschub für verschiedene Photonenenergien ist in Abbildung 4.2a gezeigt. Das Gitter hat eine Periode von 3,39 μm und somit liegt der fraktionale Talbotabstand $n = 1$ für diese Energie bei 41 cm (siehe Gleichung 2.54). Betrachtet man die Visibilitätskurve für monoenergetische Strahlung verschiedener Photonenenergie (Abbildung 4.2b), zeigt sich, dass nach einem Maximalwert bei etwa 50 keV die Visibilität

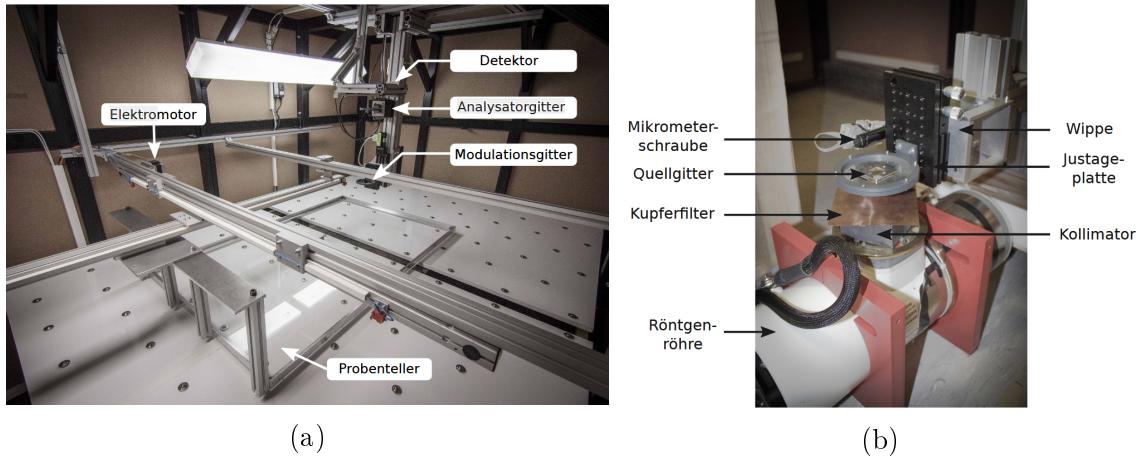


Abbildung 4.1.: Bilder des vertikal montierten Hochenergieaufbaus. Entnommen aus [Hau15].

stark absinkt. Das liegt an der schlechteren Absorption durch das Gold im G2-Gitter. Bei der Energie der K-Kante des Goldes bei 80,7 keV steigt die Visibilität wieder sprunghaft an. Der kleine Visibilitätspeak zwischen 25 und 35 keV vermindert effektiv bei der Verwendung eines Spektrums die Visibilität, da das Gitter für diese Goldhöhe nicht als $\pi/2$, sondern als π -schiebend wirkt. Deswegen verdoppelt sich die Frequenz des auftretenden Talbotmusters und dieses passt nicht zu der eigentlich abgetasteten Frequenz des Talbotmusters für 62,5 keV.

Verwendet man nun das Wolframspektrum der Röntgenröhre, wirken sich die niedrigerenergetischen Photonen negativ auf die Visibilität aus. Außerdem werden diese niedrigerenergetischen Photonen auch stark durch das Objekt absorbiert, was zu einem Aufhärtungsdunkelfeld führt. Deswegen wird das Spektrum zusätzlich mit einem 300 μ m dicken Kupferfilter aufgehärtet. Für den Fall eines 90 kVp Wolframspektrums zeigt Abbildung 4.3 beide Spektren über die monoenergetische Visibilitätskurve gelegt. Sie sind auf ihren Maximalwert normiert. Man erkennt deutlich, dass das mit Kupfer aufgehärtete Spektrum sich im Gegensatz zum unaufgehärteten sehr gut mit der Visibilitätskurve überschneidet. Zusätzlich ist auch das Spektrum nach der Durchstrahlung von 10 cm Wasser abgebildet. Die Intensität ist deutlich reduziert, aber der Schwerpunkt des Spektrum verschiebt sich nur unwesentlich, so dass so gut wie keine Änderung der Visibilität gemessen werden kann und kein Aufhärtungsdunkelfeld damit entsteht. Für das 90 kVp Wolframspektrum ergibt sich ohne Filter eine Referenzvisibilität von 19,4 %, mit 300 μ m Kupferaufhärtung steigt diese auf 23,0 % und sinkt durch die Absorption durch 10 cm Wasser nur auf eine Objektvisibilität von 22,7 % (Dunkelfeld von $-\ln(V_{obj}/V_{ref}) = 0,013$). Der in der Abbildung nicht gezeigte Fall, dass das ungefilterte Spektrum 10 cm Wasser durchstrahlt, ergibt eine Objektvisibilität von 21,0 % (Dunkelfeld von $-\ln(V_{obj}/V_{ref}) = -0,079$). Durch die Kupferfilterung werden also sowohl die Visibilität des Aufbaus verbessert, als auch das unerwünschte Aufhärtungsdunkelfeld verringert.

Vergleicht man nun die simulierten mit den gemessenen Referenzvisibilitäten für verschiedene Beschleunigungsspannungen zwischen 60 und 120 kVp (Siehe Abbildung

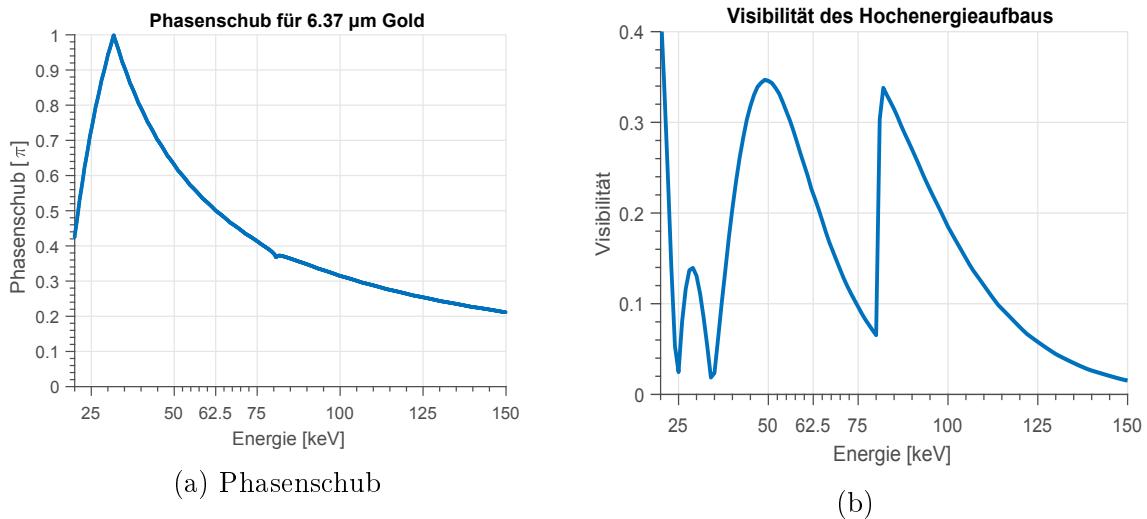


Abbildung 4.2.: Der durch das 6,37 μm hohe G1 Gitter aus Gold erzeugte Phasenschub (4.2a) und die Visibility des gesamten Aufbaus (Spezifikationen in Tabellen 4.1 und 4.2) für die im Hochenergieaufbau relevanten Photonenenergien bei der Verwendung monoenergetischer Strahlung (4.2b).

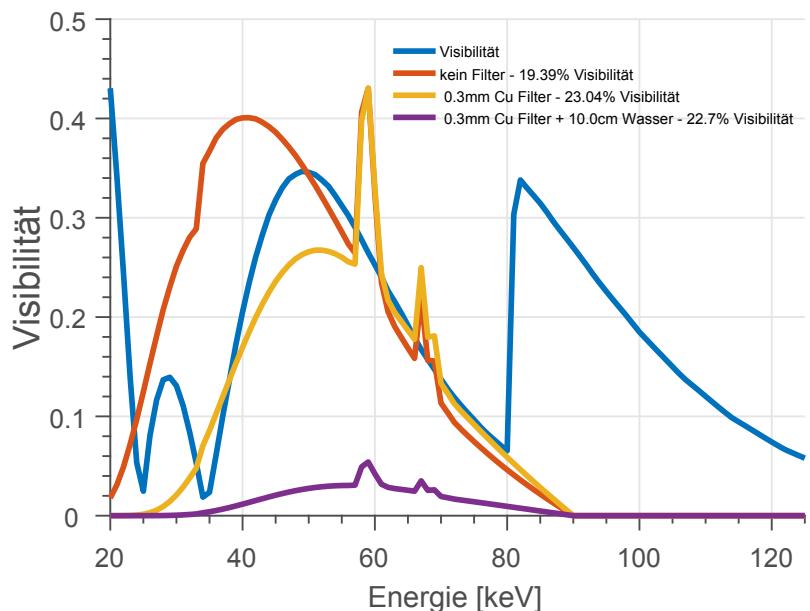


Abbildung 4.3.: Über die monoenergetische Visibilityskurve des Hochenergieaufbaus (blau) sind drei 90 kVp Intensitätsspektren gelegt. Einmal das normale von der Röntgenröhre erzeugte Wolfram-Spektrum (rot) und das selbe Spektrum zusätzlich durch 300 μm Kupfer gefiltert (gelb). Diese beiden Spektren sind auf ihren Maximalwert normiert. Außerdem das resultierende Spektrum nach einem Objekt aus 10 cm Wasser (lila) und der 300 μm Kupferfilterung. Die dazugehörigen Visibilitywerte sind der Legende mit angegeben. Die Filterung bewirkt, dass das Spektrum sehr gut zu der Visibilityskurve passt.

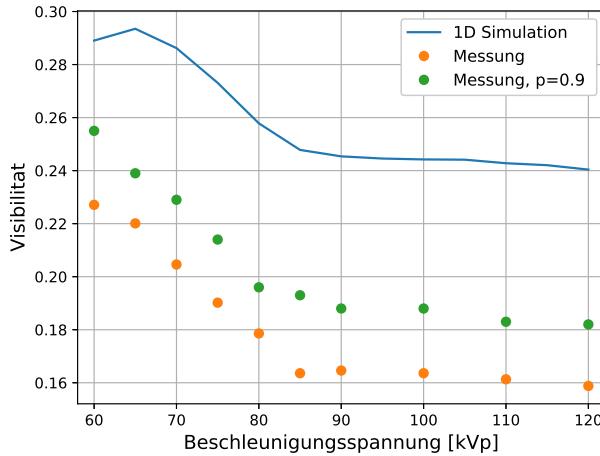


Abbildung 4.4.: Vergleich von simulierten (blau) und gemessenen Referenzvisibilitäten im Hochenergieaufbau. Gezeigt ist der Mittelwert (orange) und das $p = 0.9$ Quantil der Messung (grün). 90 % der Pixelwerte liegen unter diesem Wert und 10 % darüber. Die Wolframspektren verschiedener Beschleunigungsspannung wurden mit 300 μm Kupfer aufgehärtet.

4.4) zeigt sich, dass der qualitative Verlauf gut wiedergegeben wird, die gemessenen Werte aber unterhalb der simulierten liegen. Für die gemessene Referenzvisibilität wurde der numerische Mittelwert aller Pixel in der ROI des Detektors gebildet. Das simulierte Setup verwendet hingegen perfekt gefertigte Gitter und es gibt keine Streustrahlung. Es kann also nur eine Annäherung an die Realität sein. Deswegen wurde zusätzlich für jede Beschleunigungsspannung das $p = 0.9$ Quantil gezeigt. Das ist gerade der Visibilitätswert, bei dem 90 % der Pixel einen kleineren Wert haben und 10 % einen größeren.

In Abbildung 4.5 ist das Histogramm der Referenzvisibilitäten aller Pixel für 60 und 90 kVp gezeigt, um die Streuung der Werte um den Mittelwert zu veranschaulichen.

4.3. Aufhärtung im Hochenergieaufbau

Die Spezifikationen des Hochenergieaufbaus wurden so gewählt, dass möglichst wenig Aufhärtungsdunkelfeld verursacht wird. Damit bleibt auch bei dickeren Objekten die Möglichkeit bestehen mit Hilfe des Dunkelfeldsignals Mikrostrukturen zu erkennen. Des Weiteren ist der Hochenergieaufbau so entwickelt, dass er für einen breiten Energiebereich von 60 bis 125 kVp ausreichend Visibilität zur Durchführung von Messungen bietet. Deswegen wurden zu diesen verschiedenen Beschleunigungsspannungen Simulationen und Messungen durchgeführt um das Aufhärtungsdunkelfeld zu untersuchen. Anstelle von Wasser wurde PMMA (Polymethylmethacrylat, $C_5H_8O_2$, $\rho = 1,19 \text{ g/cm}^3$) als Objekt verwendet. Dieses wird gerne als Phantom anstelle von Wasser eingesetzt, weil sich beide in ihren Absorptionseigenschaften der

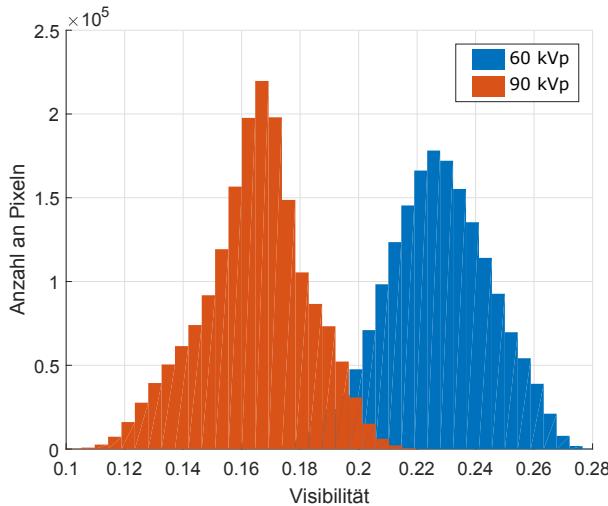


Abbildung 4.5.: Histogramm der Referenzvisibilitäten aller Pixel für 60 und 90 kVp Beschleunigungsspannungen.

Röntgenstrahlung kaum unterscheiden.

Der Hochenergieaufbau wurde in der Simulation mit dem Mammographieaufbau (Designenergie: 25 keV, [Web13], [Rie12]) bei einer Beschleunigungsspannung von 40 kVp verglichen, um zu verdeutlichen wie gut der Aufbau das durch die Aufhärtung verursachte Dunkelfeld gegenüber einem schon vorhandenen und in der Arbeitsgruppe etablierten Aufbau verringert. Die Ergebnisse dieses Vergleichs für Absorption und Dunkelfeld sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Es zeigt sich der zu erwartende Effekt, dass das Absorptionssignal (4.6a) bei Spektren höherer Energie abnimmt, da der Absorptionskoeffizient $\mu(E)$ mit steigender Photonenenergie im Allgemeinen sinkt und keine Atome höherer Ordnungszahl im PMMA vorhanden sind, an deren Absorptionskanten er wieder sprunghaft ansteigen würde. Im Dunkelfeld (4.6b) zeigt sich aber, dass durch PMMA im Hochenergieaufbau im Gegensatz zum Mammographieaufbau nur ein sehr geringes Aufhärtungsdunkelfeld verursacht wird. Bei den niedrigeren Beschleunigungsspannungen (60 und 70 kVp) steigt die Visibilität gegenüber der Referenzvisibilität sogar leicht an, da noch mehr der niederenergetischen Photonen, die eine geringeren Beitrag zur Visibilität liefern absorbiert werden. Bei den Spektren ab 80 kVp sinkt die Visibilität wieder, aber im Vergleich zum Mammographieaufbau nur sehr schwach.

Diese Ergebnisse der Simulation wurden nun noch mit Messungen überprüft. Dafür wurde ein PMMA Stufenkeil als Objekt verwendet, dessen fünf Stufen sich in ihrer Höhe jeweils um einen Zentimeter unterscheiden. Das ermöglicht es in einer Phasesteppingaufnahme eine Messung der Dicken von 0 bis 5 cm durchzuführen. Dies wurde für 10 verschiedene Beschleunigungsspannungen zwischen 60 und 120 kV getan. Um die PMMA Objektdicke bis 20 cm abzudecken, wurde in drei weiteren Messreihen der Stufenkeil auf eine, zwei und drei jeweils 5,55 cm dicke Platten aus PMMA gestellt. Da der Objektträger auch aus 0,6 cm PMMA besteht, muss er ebenfalls beim Interpretieren der Messergebnisse berücksichtigt werden. Ein Bild des Stufenkeils

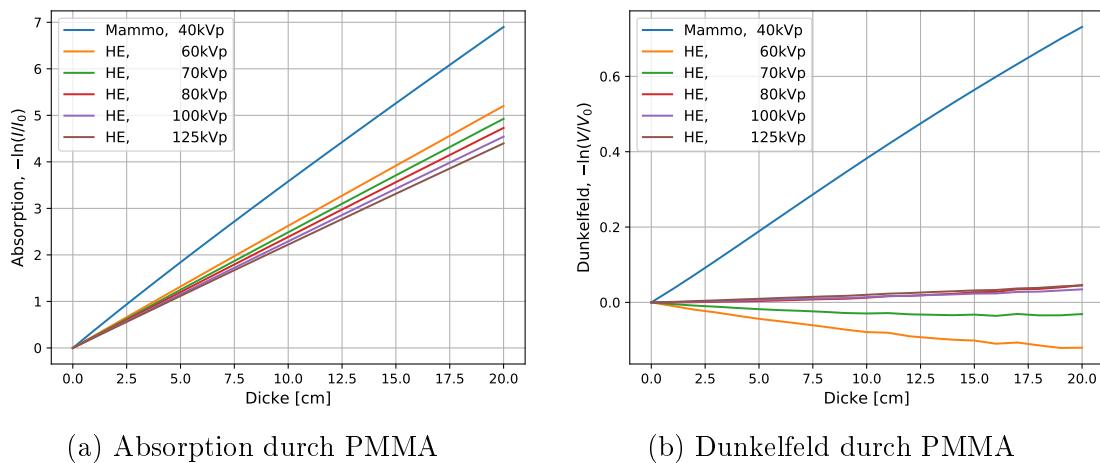


Abbildung 4.6.: Simulativer Vergleich des Mammographieaufbaus (Mammo), betrieben mit einem 40 kVp Spektrum, mit dem Hochenergieaufbau (HE) bei verschiedenen Röhrenspannungen und 300 μ m Kupfer Aufhärzung. Das Absorptionssignal (a) und Dunkelfeld (b) verschiedenen Konfigurationen werden bei PMMA Dicken von 0 bis 20 cm verglichen.

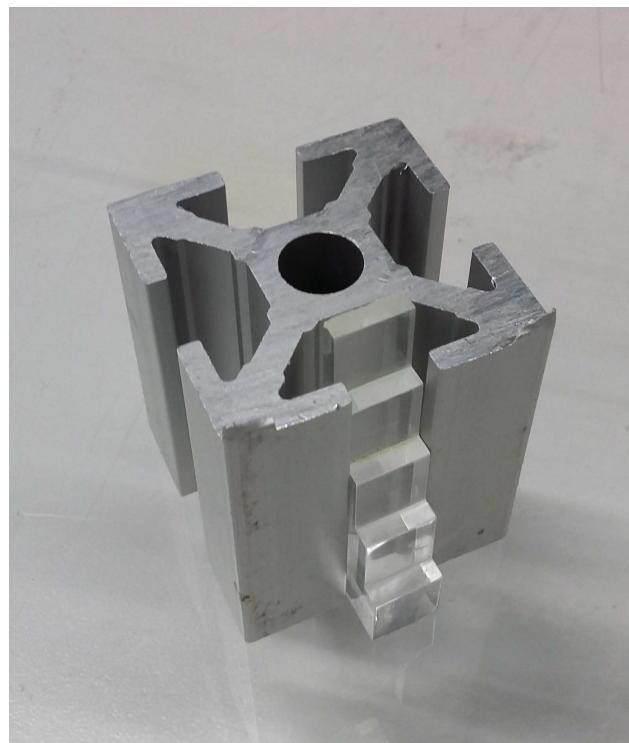


Abbildung 4.7.: Der PMMA Stufenkeil gestützt durch die Aluminiumprofilschiene.

und der stützenden Aluminiumprofilschiene ist in Abbildung 4.7 zu sehen.

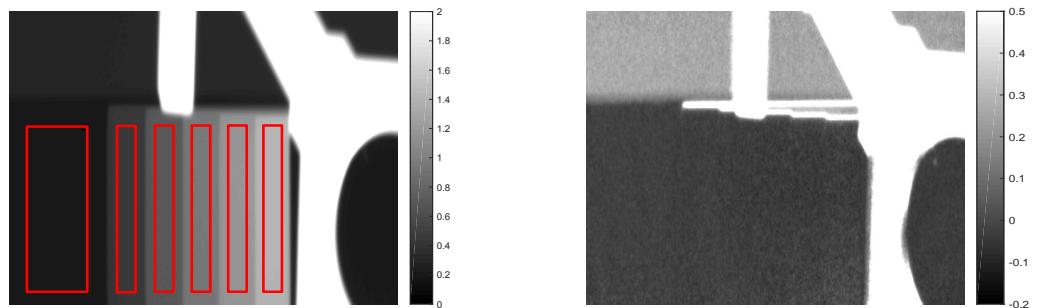
Für die Beschleunigungsspannungen von 60 und 90 kVp ist in Abbildung 4.8 bzw. 4.9 das Absorptions- und Dunkelfeldbild dargestellt. In der oberen Reihe der beiden Abbildungen sind jeweils Absorption (a) und Dunkelfeld (b) des Keils als Objekt gezeigt und in den unteren Reihen (c, d) jeweils der Keil auf den drei Platten aus PMMA. In Abbildung (a) und (b) ist also jeweils ein Hintergrund aus 0,6 cm (Objektträger) und weiteren 1 bis 5 cm (Stufenkeil) PMMA zu sehen. Bei den Bildern (c) und (d) sind zusätzlich noch 16,65 cm PMMA zum Hintergrund dazu zu zählen ($3 \times 5,55$ cm der drei PMMA Platten). Die Aluprofilschiene verursacht in allen Bildern ein sehr starkes Signal aufgrund der höheren Ordnungszahl und Dichte ($\rho_{Al} = 2,7 \text{ g/cm}^3$) des Aluminiums. Der Stufenkeil ist vor allem im Absorptionsbild sehr gut zu erkennen. Am oberen und unteren Rand des Dunkelfeldes in den Abbildungen 4.8b, 4.8d und 4.9b ist das Signal von einer dünnen Gummischicht zu erkennen, auf die die Aluprofilschiene gestellt wurde, so dass die Objekte nicht so leicht verrutschen. Man erkennt sehr gut, dass trotz sehr hoher Werte der Absorption bei den Aufnahmen mit 15 bis 23 cm PMMA in 4.8c und 4.9c, das jeweilige Dunkelfeld in 4.8d und 4.9d doch nur sehr wenig von dieser Aufhärtung betroffen ist.

Für jede Beschleunigungsspannung wurden also vier Einzelmessungen durchgeführt, die den Bereich von 0,60 bis 22,25 cm PMMA abdecken. In jedes Bild wurden sechs ROIs („Region of Interest“) gesetzt (siehe Abbildung 4.8a). Eine pro Stufe des Keils und eine weitere für die Fläche neben dem Keil, an der also nur der Objektträger und die entsprechende Anzahl an PMMA Platten durchstrahlt wird.

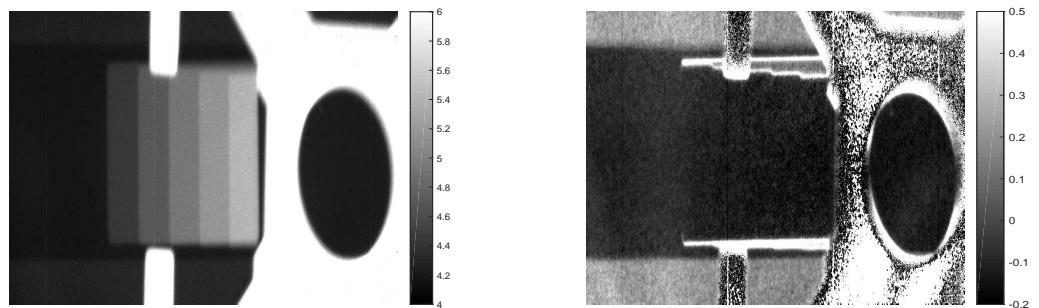
Die Absorptions- und Dunkelfeldwerte wurden für jede ROI gemittelt und dann mit der Simulation verglichen. Für eine Beschleunigungsspannung von 60 kVp ist das in Abbildung 4.10 aufgetragen. Im Dunkelfeld zeigt sich gut, dass die Aufhärtungseffekte kaum Kontrast zwischen den verschiedenen Stufen erzeugen, allerdings fällt die Erhöhung der Visibility in der Messung nicht so stark aus wie in der Simulation. Der Logarithmus des Visibilitykontrastes bleibt in der Messung näher an der Null. Betrachtet man die Standardabweichungen der Absorption und des Dunkelfeldes in Abbildung 4.12 zeigt sich, dass die Werte bei stärkerer Absorption durch mehr PMMA im Strahl stärker streuen.

Für 90 kVp Beschleunigungsspannung ist Absorption und Dunkelfeld in Abbildung 4.11 dargestellt. Die Messungen weichen sowohl für die Absorption als auch für das Dunkelfeld bei zunehmender Objektdicke stärker voneinander ab. Bei höheren Energien ist aber auch der Anteil der Comptonstreuung am Massenschwächungskoeffizienten μ des Objektes größer.

Der totale Massenschwächungskoeffizient und seine Anteile aus Photoeffekt, Comptonstreuung und Rayleighstreuung für PMMA sind in Abbildung 4.13 aufgetragen. Man erkennt, dass bei den im Hochenergieaufbau relevanten Energien auch bereits bei einer Beschleunigungsspannung von 60 kVp der Comptoneffekt der bedeutendste Wechselwirkungsmechanismus zur Abschwächung der Röntgenintensität ist. Auch die Rayleighstreuung trägt ab einer Photonenenergie von etwa 50 keV sogar mehr zum Massenschwächungskoeffizienten bei als der Photoeffekt. Der Anteil der Rayleighstreuung an der Absorption ist zwar kleiner als der der Comptonstreuung, allerdings werden die Photonen bei diesen Energien durch Rayleighstreuung haupt-

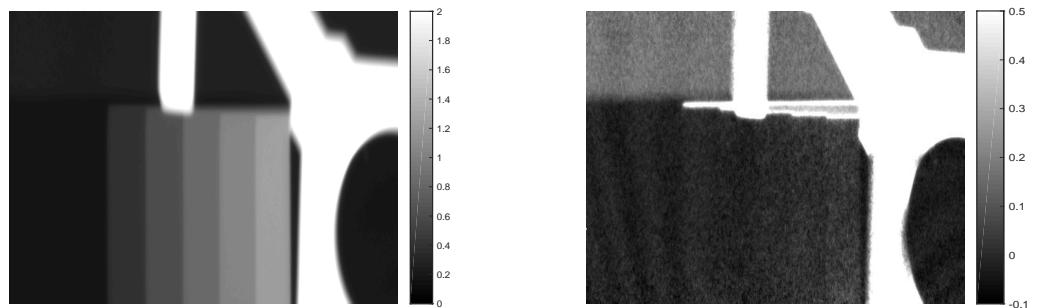


(a) Absorption $-\ln(I/I_0)$, 0,6 cm PMMA (b) Dunkelfeld $-\ln(V/V_0)$, 0,6 cm PMMA

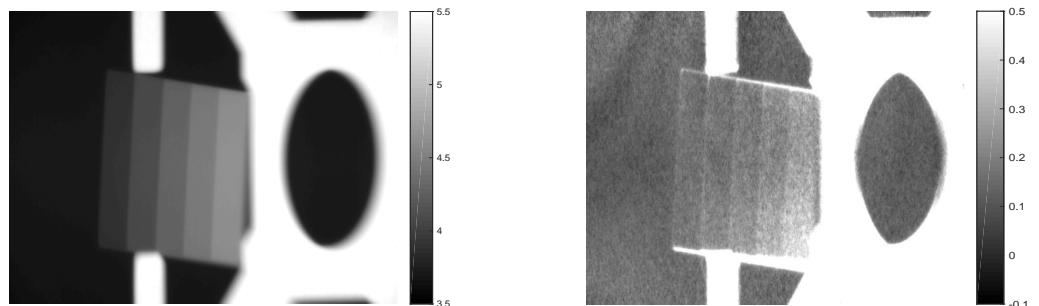


(c) Absorption $-\ln(I/I_0)$, 17,25 cm PMMA (d) Dunkelfeld $-\ln(V/V_0)$, 17,25 cm PMMA

Abbildung 4.8.: Messung des Stufenkeils bei 60 kVp.



(a) Absorption $-\ln(I/I_0)$, 0,6 cm PMMA (b) Dunkelfeld $-\ln(V/V_0)$, 0,6 cm PMMA



(c) Absorption $-\ln(I/I_0)$, 17,25 cm PMMA (d) Dunkelfeld $-\ln(V/V_0)$, 17,25 cm PMMA

Abbildung 4.9.: Messung des Stufenkeils bei 90 kVp.

60 kVp

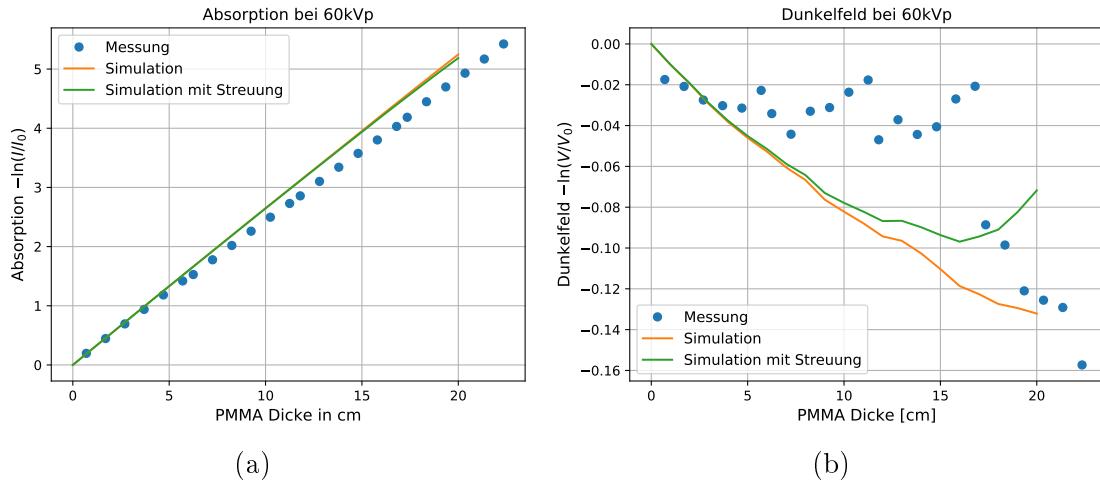


Abbildung 4.10.: Absorption (a) und Dunkelfeld (b) verursacht durch verschiedene Dicken von PMMA bei 60 kVp in der Messung (blau) und Simulation (gelb). Die mit der Streuintensität angepasste Simulation ist in grün gezeigt.

90 kVp

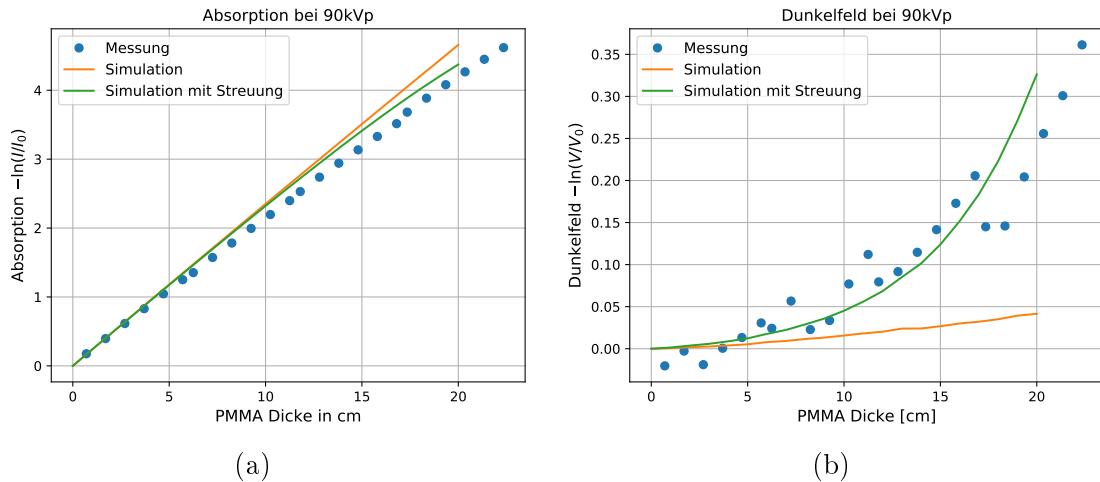


Abbildung 4.11.: Absorption (a) und Dunkelfeld (b) verursacht durch verschiedene Dicken von PMMA bei 90 kVp in der Messung (blau) und Simulation (gelb). Die mit der Streuintensität angepasste Simulation ist in grün gezeigt.

sächlich nach vorne gestreut (vergleiche Kapitel 2.2.3), wohingegen Photonen durch den Comptoneffekt stärker in den ganzen Raum gestreut werden (vergleiche Kapitel 2.2.3).

Die verwendeten PMMA Platten haben in x- und y-Richtung eine Ausdehnung von

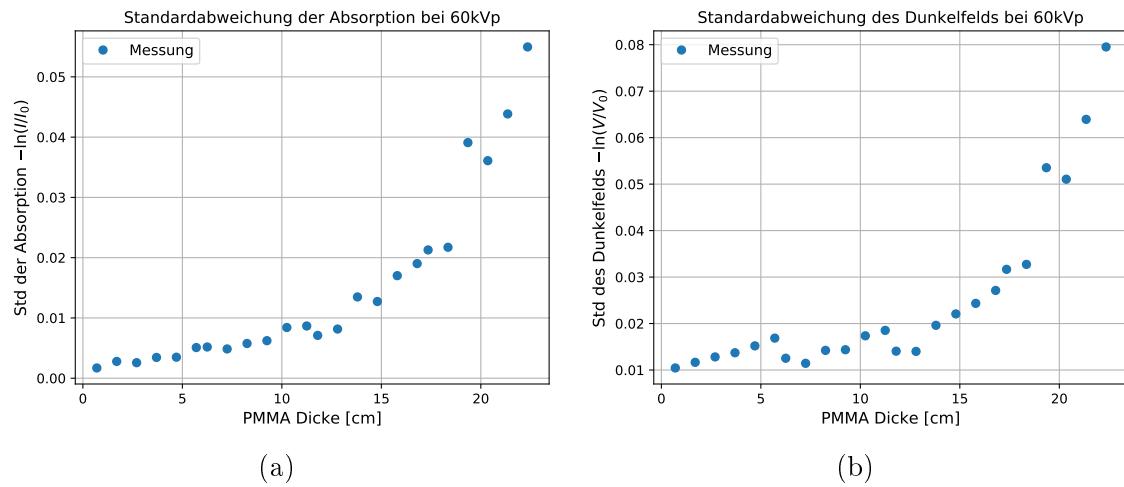


Abbildung 4.12.: Standardabweichungen von Absorption (a) und Dunkelfeld (b) der Messungen mit 60 kVp Beschleunigungsspannung.

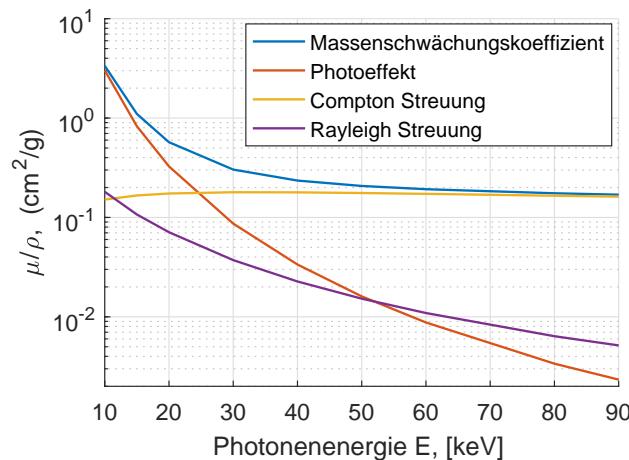


Abbildung 4.13.: Der Massenschwächungskoeffizient von PMMA (blau) in Abhängigkeit von der Energie der Röntgenphotonen und die einzelnen Wechselwirkungsbestandteile des Massenschwächungskoeffizienten. Photoeffekt (rot) dominiert bei niedrigen Energien ab etwa 24 keV dominiert der Comptoneffekt (gelb). Ab etwa 50 keV ist sogar Rayleighstreuung (lila) wahrscheinlicher als der Photoeffekt. Liegt aber immer noch um etwa eine Größenordnung unterhalb der Comptonstreuung. Daten entnommen aus [Ber+10].

jeweils 20 cm und einen Abstand von etwa 100 cm zum Detektor. Das heißt ein zentraler Pixel wird von Streustrahlung des Objekts aus einem Winkelbereich von etwa 0,2 rad bzw. etwa 11° getroffen. In Abbildung 4.14 sind die geometrischen Verhältnisse kurz skizziert. Das entspricht etwa 1 % der Kugeloberfläche bei angenommener isotroper Abstrahlung in den Raum. Der Raumwinkel deckt aber zusätzlich einen Großteil der durch Rayleighstreuung gestreuten Photonen bei diesen Energien ab, da sie stark nach vorne gestreut werden (siehe Abbildung 2.6). Aus größeren Win-

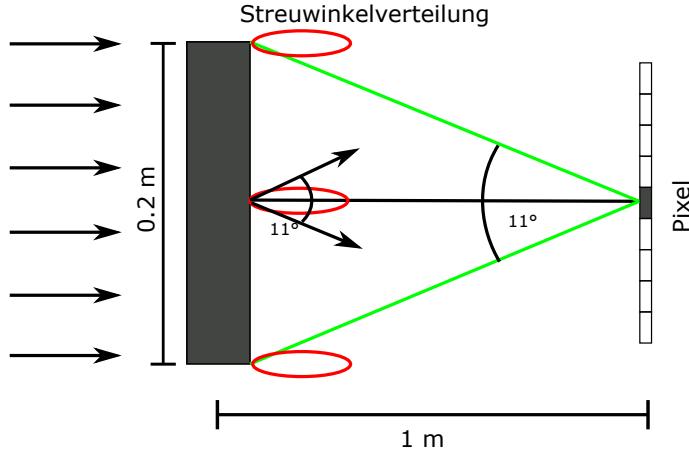


Abbildung 4.14.: Skizze der geometrischen Verhältnisse bei der Streuung von Photonen, die nicht aus dem Primärstrahl kommen, in einen Detektorpixel. Der Öffnungswinkel von ca. 11° deckt etwa 1 % der Kugeloberfläche ab.

kelbereichen ist es weiterhin möglich, dass auch durch den Comptoneffekt gestreute Photonen auf den Detektor treffen. Deswegen ist bei starker Absorption durch das Objekt dieser Streuanteil nicht mehr zu vernachlässigen. Eine genauere Untersuchung mit quantitativen Aussagen müsste mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation durchgeführt werden ([Cip+14]).

Die Auswirkungen durch Streustrahlung auf das Dunkelfeldsignal wurden wie in der Arbeit von Pelzer et. al. ([Pel+16]) dadurch betrachtet, dass in der Simulation zu der durchschnittlichen Intensität einer Phasestepplingkurve eines Pixels der Objektmessung I_{obj} und Referenzmessung I_{ref} jeweils eine empirisch bestimmte Streuintensität I_{Streu} hinzu addiert wurde.

Der Ansatz einer konstanten Streuintensität über die gesamte Fläche eines Bildes lässt sich damit rechtfertigen, dass in der Streustrahlung nur geringe Frequenzen auftreten und sie bei größeren Abständen des Detektors vom Objekt mehr oder weniger flach ist ([BS88]). Siehe auch die Simulationsergebnisse in Abbildung 3.7 aus [Bar10].

Damit ergibt sich für das Absorptionssignal:

$$-\ln \left(\frac{I_{obj} + I_{Streu}}{I_{ref} + I_{Streu}} \right) \quad (4.1)$$

Und für das Dunkelfeld:

$$-\ln \left(\frac{A_{obj}}{A_{ref}} \cdot \frac{(I_{ref} + I_{Streu})}{(I_{obj} + I_{Streu})} \right) \quad (4.2)$$

Der Einfluss dieser Streuintensität ist also vor allem bei starker Absorption relevant, wenn I_{obj} klein wird. Der Wert von I_{Streu} wurde für jede Beschleunigungsspannung extra aus den Messungen bestimmt. Dazu wurde die in den Abbildungen 4.8 und 4.9 zu sehende Aluprofilschiene zu Hilfe genommen. Diese absorbiert stärker, als das

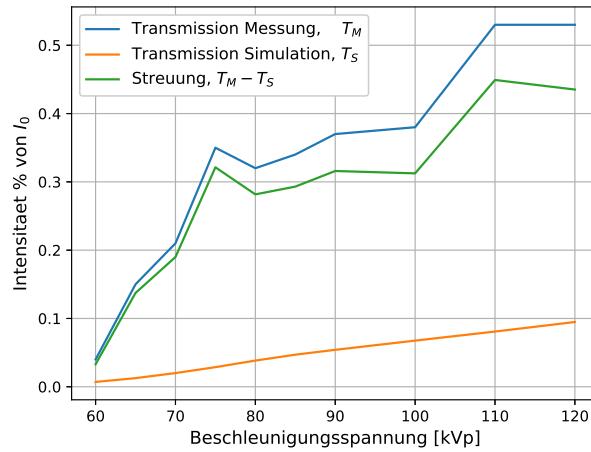


Abbildung 4.15.: Transmittierte Intensität im Hochenergieaufbau durch 17,25 cm PMMA und 5 cm Aluminium in Prozent. T_M (blau) gibt den gemessenen und T_S (gelb) den simulierten Wert an. Die Differenz aus Messung und Simulation, $T_M - T_S$ (grün), wird zur Schätzung der Streuintensität herangezogen.

PMMA. Es wurde für jede Beschleunigungsspannung eine Simulation durchgeführt bei der 17,25 cm PMMA, aufgrund der drei verwendeten Platten und des 0,6 cm dicken Objektträgers ($3 \cdot 5,55 \text{ cm} + 0,6 \text{ cm} = 17,25 \text{ cm}$), und zusätzlich 5 cm Aluminium im Strahlengang platziert wurden. Die transmittierte Objektintensität in Prozent der Referenzintensität ist in Abbildung 4.15 als T_S abgebildet. In der gleichen Abbildung ist auch der gemessene Wert der Objektintensität für die Aluprofilschiene für jede Beschleunigungsspannung aus der Messreihe mit den drei PMMA Platten dargestellt (T_M). Dieser liegt bei größeren Energien deutlich über der Simulation. Die Differenz der beiden Werte wurde als Näherung für die Streuintensität I_{Streu} bei der jeweiligen Simulation gewählt:

$$I_{Streu} = (T_M - T_S) \cdot I_{ref} \quad (4.3)$$

Nimmt man an, dass die durch die PMMA Platten abgedeckte Kugeloberfläche etwa 1 % entspricht und, dass durch das G2 Gitter nochmals etwa die Hälfte der Streustrahlung absorbiert wird, dann erscheinen die Werte für die Streustrahlung im Rahmen der gemachten, einfachen Annahmen durchaus als plausibel. Die mit Gleichung 4.3 angepassten Simulationswerte sind in den Abbildungen 4.10 und 4.11 jeweils in grün als „Simulation mit Streuung“ dargestellt. Bei 60 kVp ist der Einfluss noch nicht so groß, bei 90 kVp allerdings werden sowohl das Dunkelfeld, als auch die Absorption wesentlich besser beschrieben. Vergleicht man Messwerte, Simulation und die mit der Streustrahlung angepasste Simulation für die maximale gemessene Beschleunigungsspannung von 120 kVp zeigt sich auch hier (Abbildung 4.16), dass die Streustrahlung die Abweichung von gemessenen Dunkelfeld und dem erwarteten Dunkelfeld sehr gut beschreiben kann, obwohl nur ein sehr einfacher Ansatz zur Berücksichtigung der Streustrahlung gewählt wurde. Ohne die Beachtung der Streu-

120 kVp

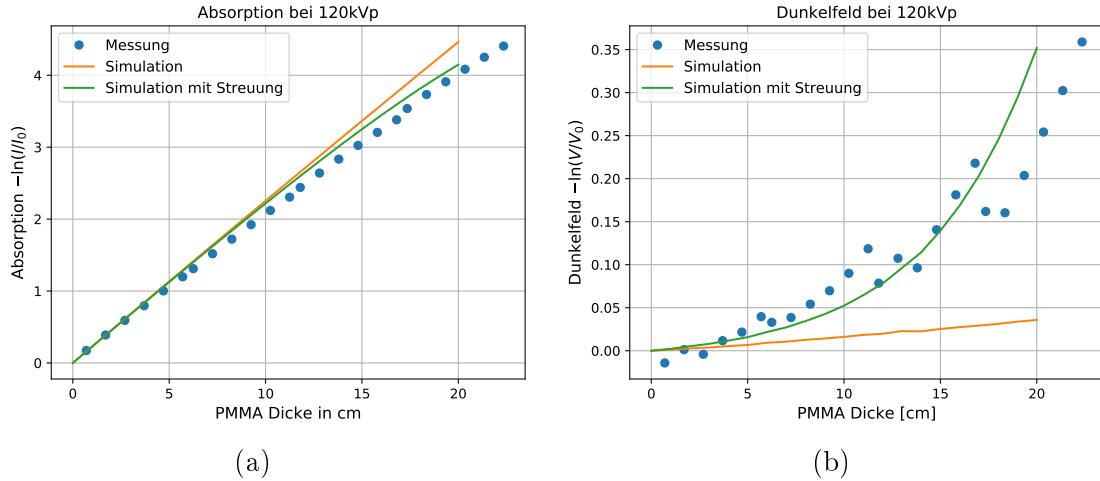


Abbildung 4.16.: Absorption (a) und Dunkelfeld (b) verursacht durch verschiedene Dicken von PMMA bei 120 kVp in der Messung (blau) und Simulation (gelb). Die mit der Streuintensität angepasste Simulation ist in grün gezeigt.

strahlung kann das Dunkelfeldsignal stark vom erwarteten Wert abweichen. Für die 10 verschiedenen Messungen sind die Messreihen in Anhang A zusammen abgebildet.

4.4. **Visibilitätsminderung durch Struktur der Gitterstege**

Die Verwendung von harter, hochenergetischer Röntgenstrahlung in diesem Aufbau, erfordert ein sehr großes Aspektverhältnis des Analysatorgitters G2. Bei einer Goldhöhe von $180\text{ }\mu\text{m}$ und einer Periode von $4,8\text{ }\mu\text{m}$ beträgt dieses 37,5. Das macht es unvermeidbar, dass das Gitter Fehler und Abweichungen von den gewünschten Designparametern aufweist. Um die Stabilität des Fotolacks (SU-8) und der Goldstege bei dieser Höhe während des gesamten Produktionsprozesses zu gewährleisten ([MS15]) gibt es Stützstege aus Fotolack in gewissen Abständen zueinander.

In Abbildung 4.17 ist eine Mikroskopaufnahme des verwendeten G2 Gitters zu sehen. Die hellen, goldenen Bereiche sind das stark absorbierende Gold, wohingegen die schwarzen Bereiche das schwach absorbierende SU-8 sind. An der Unschärfe einzelner Stege lässt sich erkennen, dass an diesen Stellen die Goldhöhe abweicht und somit diese Stege nicht mehr in der Fokusebene liegen. Außerdem ist deutlich die Struktur der Stützstege zu erkennen. Etwa alle $25\text{ }\mu\text{m}$ ist eine etwa $3\text{ }\mu\text{m}$ breite Stütze aus SU-8 in einen Goldsteg eingebracht. Da das Analysatorgitter im Optimalfall ein schwarz-weiß Gitter ist und das SU-8 im Vergleich zu Gold quasi nichts absorbiert, wirken sich die Stützstrukturen negativ auf die Visibilität des Aufbaus aus. Die Stützstege sind nicht durchgängig auf einer Linie, sondern alternieren zwischen den Gitterstegen, was an den jeweiligen Stellen zu einer Konfiguration mit doppelter Periode und halbem Tastverhältnis führt.

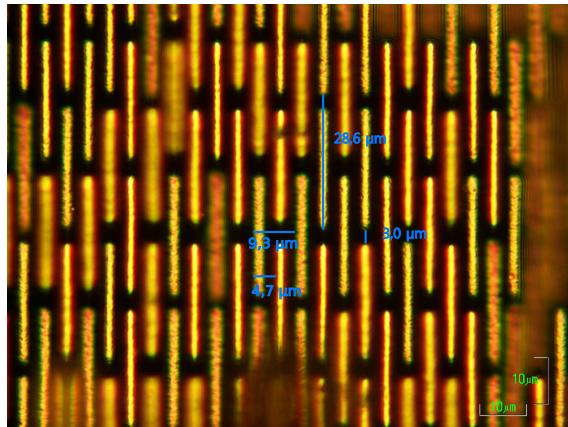


Abbildung 4.17.: Mikroskopaufnahme des G2-Gitters. Es sind deutlich die Lücken in den Gitterstegen aus Gold zu erkennen. Die unscharfen Gittersteg befinden sich nicht in der Fokusebene was darauf hindeutet, dass die Höhe der Goldstege lokal variiert.

Es wurden zwei unterschiedliche Ansätze gewählt um diese Struktur in der Simulation zu berücksichtigen:

- **Zweidimensionale Simulation des Gitters**

Das Gitter wurde in seiner zweidimensionalen Struktur als Objekt erstellt und eine zweidimensionale Simulation des Wellenfeldes durchgeführt. Zweidimensional meint in diesem Zusammenhang, den Detektorpixel und die Gitter in ihrer Ausdehnung in x- und y-Richtung zu simulieren. Das ist mit einem sehr viel größeren Rechenaufwand verbunden als die üblichen eindimensionalen Simulationen, bei denen die Wellenfront nur senkrecht zu den Gitterstegen simuliert wird, da nur in dieser Richtung durch das Phasesteping messbare Phasenschübe und Visibilitätsverringerungen auftreten.

- **Kombination von drei eindimensionalen Simulationen**

Es wurden drei Phasestepingkurven simuliert und dann gewichtet addiert. Dabei handelt es sich bei jeder Konfiguration um das übliche Hochenergie-setup, wie zu Beginn des Kapitels vorgestellt, die Parameter des G2 Gitters unterscheiden sich jedoch jeweils voneinander:

	A	B	C
G2-Periode [μm]:	4,8	9,6	9,6
Tastverhältnis:	0,5	0,25	0,25
Versatz [μm]:	0	0	4,8
Wichtungsfaktor α :	0,8	0,1	0,1

Bei Simulation A handelt es sich um die üblichen Parameter des Hochenergieaufbaus mit einer G2-Periode von 4,8 μm und einem Tastverhältnis von 0,5. Simulation B und C verwenden eine doppelte G2-Periode, bei nur halbem

Tastverhältnis. Das entspricht gerade der Lücke in den Gitterstegen. Der Versatz der Stützstege muss gesondert behandelt werden, da beide Fälle eine unterschiedliche Phasestepplingkurve ergeben. Das liegt daran, dass der Detektorpixel, an die Stelle des G2-Gitters projiziert, eine Breite von $72 \mu\text{m}$ hat. Das ist ein Vielfaches der G2-Periode ($72 \mu\text{m}/4,8 \mu\text{m} = 15$). Für die doppelte G2-Periode ist das nicht der Fall ($72 \mu\text{m}/9,6 \mu\text{m} = 7,5$). Das bedeutet, dass je nach gewählter Konfiguration sich während eines Phasestepplings über die ursprüngliche G2-Periode von $4,8 \mu\text{m}$ entweder 7 oder 8 Gitterstege über dem Detektorpixel befinden und Strahlung absorbieren. Da aber in der Realität beide Fälle für jeden Pixel verwirklicht sind, müssen beide in die Simulation mit eingehen. Die Wichtungsfaktoren entsprechen nun gerade jeweils den Flächenanteilen der jeweiligen Konfigurationen an der gesamt Gitterfläche. Die Abmessungen in Abbildung 4.17 ergeben:

$3,0 \mu\text{m}/28,6 \mu\text{m} \approx 0,1$. Dadurch ergeben sich die Wichtungsfaktoren $\alpha_A = 0,8$, $\alpha_B = \alpha_C = 0,1$.

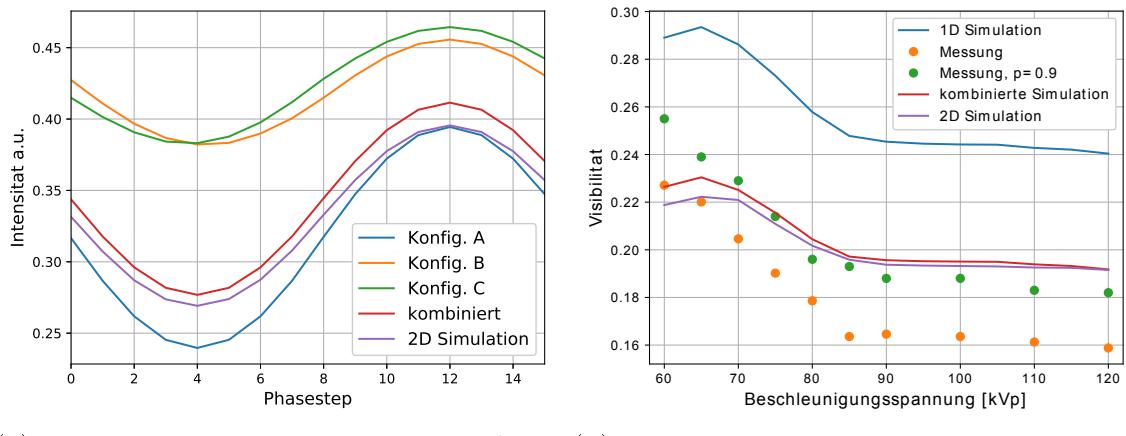
Die resultierenden Intensitäten des Phasestepplings ($I_{res}(x)$) ergeben sich aus den Intensitäten der drei Konfigurationen an den Positionen x des Steppings durch:

$$I_{res}(x) = \alpha_A I_A(x) + \alpha_B I_B(x) + \alpha_C I_C(x) \quad (4.4)$$

Die Phasestepplingkurven der drei Konfigurationen und der kombinierten Simulation zusammen mit der zweidimensionalen Simulation sind in Abbildung 4.18a für den Fall einer Beschleunigungsspannung von 60 kVp gezeigt. Der Unterschied zwischen Konfiguration B und C ist in einer leicht verminderten Visibilität zu erkennen. Durch das fehlende Gold haben beide Konfigurationen eine höhere Intensität als Konfiguration A.

Ein Vergleich der mit den beiden Ansätzen simulierten Referenzvisibilitäten zeigt, dass die Kombination der drei Konfigurationen mit der aufwendigen zweidimensionalen Simulation gut, ab höheren Beschleunigungsspannungen von etwa 90 kVp sehr gut übereinstimmt. Bei niedrigeren Beschleunigungsspannungen liegen die Werte der zweidimensionalen Simulation leicht unterhalb.

Zusätzlich ergibt der Vergleich mit der ursprünglichen eindimensionalen Simulation und den Messwerten, dass ein großer Teil der beobachteten Abweichung mit der vernachlässigten zweidimensionalen Struktur der Gitter erklärt werden kann. Beachtet man, dass die Steghöhe des Goldes im G2-Gitter auch variiert, wie in der Mikroskopaufnahme 4.17 zu sehen, könnte das auch die größere Abweichung bei höheren Energien oberhalb der Goldkante erklären.



(a) Simulierte Phasestepplings bei 90 kVp
 (b) Simulierte und gemessene Referenzvisibilitäten

Abbildung 4.18.: Vergleich der Simulierten Phasesteppingkurven (a) der verschiedenen Konfigurationen der Simulation bei einer Beschleunigungsspannung von 90 kVp. Konfiguration A (blau), B (gelb) und C (grün) entsprechend Gleichung 4.4 kombiniert (rot), zweidimensionale Simulation (lila).

In (b) sind die Referenzvisibilitäten bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen aufgetragen. Die beiden Ansätze die zweidimensionale Gitterstruktur zu berücksichtigen unterscheiden sich kaum und können einen großen Teil der Diskrepanz zwischen Simulation und Messung erklären.

5. Richtungsabhängiges Dunkelfeld

5.1. Richtungsabhängigkeit des Dunkelfeldsignals

Das Dunkelfeldsignal ist umso stärker je mehr die Visibilität des Talbotmusters durch das Objekt verringert wird. Da das Interferometer aus Gittern besteht, deren Schlitze in einer Richtung zueinander parallel ausgerichtet sind, ist das Dunkelfeld nur auf Verzerrungen des Talbotmusters in der Richtung senkrecht zu den Gitterschlitzten empfindlich. Verzerrungen parallel zu den Gitterstegen führen dazu, dass die Intensität dieser abgelenkten Photonen dennoch im selben Phasestep detektiert wird und sich die resultierende Phasesteppekurve, aus der die drei Bildmodi gewonnen werden, diesbezüglich nicht verändert.

Streut das untersuchte Objekt die Röntgenstrahlung in verschiedene Richtungen unterschiedlich stark, ist das detektierte Dunkelfeldsignal abhängig von der Drehung des jeweiligen Objektes um einen Winkel θ um die Strahlachse. Durch Jensen et al. ([Jen+10a], [Jen+10b]) und Revol et al. ([Rev+12]) wurde ein Modell eingeführt, das von einer \cos^2 -Abhängigkeit des resultierenden Dunkelfeldes ausgeht (siehe auch [Bay14]):

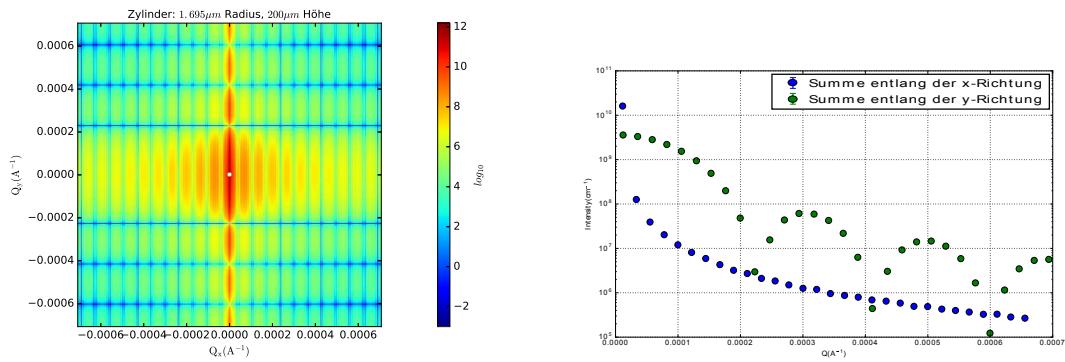
$$-\ln \left(\frac{V_{obj}(\theta)}{V_{ref}} \right) = S_{iso} + S_{aniso} \cdot \cos^2(\theta - \theta_{max}) \quad (5.1)$$

Das Dunkelfeld lässt sich also in einen isotropen Anteil S_{iso} , der unabhängig von θ ist und einen anisotropen Anteil S_{aniso} , der abhängig von θ ist und sein Maximum bei einem Winkel $\theta = \theta_{max}$ hat, aufteilen. Der anisotrope Anteil S_{aniso} wird durch die anisotropen Eigenschaften der streuenden Mikrostruktur bestimmt. Andere Ursachen für das Dunkelfeld, wie zum Beispiel Aufhärtungseffekte sind nicht von der Orientierung abhängig, da das Objekt bei einer Drehung um die Strahlachse in der Projektion immer noch die selbe Dicke aufweist und damit das Spektrum hinter dem Objekt für alle Winkel gleich bleibt. Diese Beiträge finden sich also im isotropen Anteil S_{iso} wieder.

Die Anisotropie der Streuung zeigt sich auch wieder in SAXS Messungen, bzw. Simulationen. Eine solche Simulation ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Die simulierten Fasern liegen mit ihrer Längsseite (Zylinderhöhe 200 μm) horizontal in x-Richtung. Ihre Ausdehnung in y-Richtung ist wesentlich kleiner (Radius: 1,695 μm , das entspricht einer halben G1-Periode im Hochenergieaufbau). Die kleine Ausdehnung in y-Richtung erzeugt eine stärkere Ablenkung der Röntgenstrahlung. In Abbildung 5.1b erkennt man, dass bei einem Phasesteppe in y-Richtung noch hohe Intensität bei einem Q-Wert von $\approx 0,0001 \text{ \AA}^{-1}$ vorliegt. Das ist gerade im Bereich, der für die Entstehung eines Dunkelfeldkontrastes verantwortlich ist. Bei einem Phasesteppe

in x-Richtung liegt in diesem Bereich die gestreute Intensität um zwei Größenordnungen niedriger und ist damit nicht relevant.

Liegen die Zylinder völlig zufällig orientiert in der Ebene senkrecht zur Strahlachse, ergibt sich wieder ein völlig homogenes Streuungsmuster. Dies ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Man erkennt, dass Intensität gestreut wird, die bei relevanten Q-Werten um $\approx 0,0001 \text{ \AA}^{-1}$ liegt, es aber keinen Unterschied in verschiedenen Richtungen gibt.



(a) 2-dimensionales Bild der Intensität der gestreuten Strahlung. (b) Summe der Intensität in x- und y-Richtung

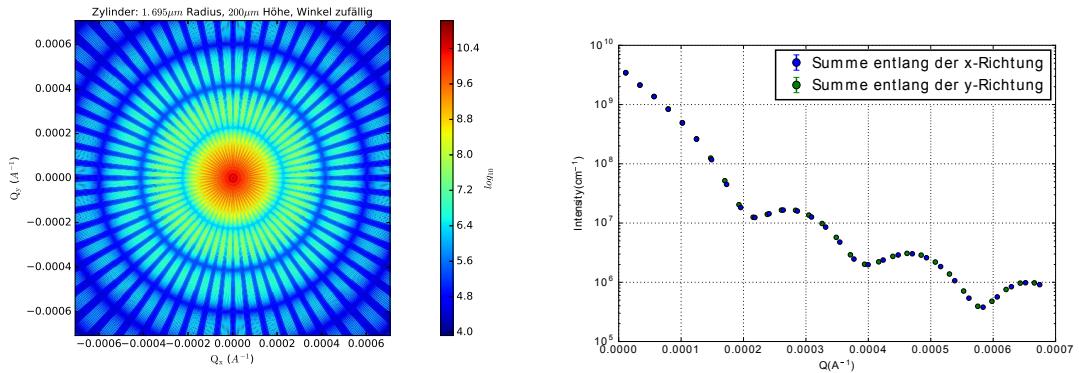
Abbildung 5.1.: Simulation einer SAXS Messung mit Zylindern. Der Radius der Zylinder beträgt $1,695 \text{ }\mu\text{m}$ (eine halbe G1-Periode) und die Zylinderhöhe beträgt $200 \text{ }\mu\text{m}$. Die Zylinder sind alle quer ausgerichtet und liegen horizontal. Die Streuung in y-Richtung hat bei $Q \approx 0,0001 \text{ \AA}^{-1}$ noch eine hohe Intensität, während diese in x-Richtung um etwa zwei Größenordnungen verringert ist.

Die Fasern können in einem Objekt auch schräg zur oder komplett in Richtung der Strahlachse liegen. Fasern, die alle in Richtung der Strahlachse parallel angeordnet sind, sind in der Projektion in Richtung des Detektors kreisförmig. Für diesen Fall ist in Abbildung 5.3 das zweidimensionale SAXS Bild und die Summe der Intensitäten in beide Richtungen gezeigt. Dieser Fall ergibt wieder eine komplett isotrope Streuung.

Den Einfluss verschiedener Orientierungen der Fasern im Raum auf das Dunkelfeldsignal wurde von Bayer et al. in projektiven ([Bay+13]) und computertomographischen ([Bay+14]) Messungen untersucht.

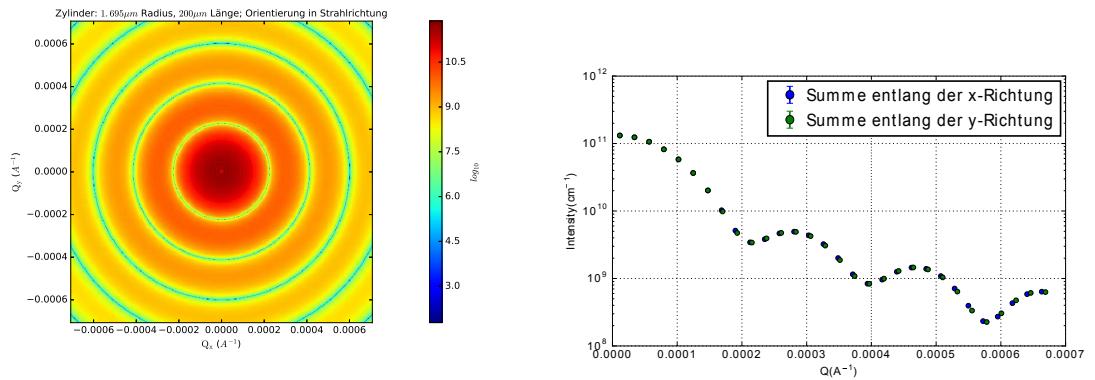
5.2. Glasfaserverstärkter Kunststoff

Glasfaserverstärkter Kunststoff ist ein Faser-Matrix-Halbzeug. Eine Kunststoff Matrix wird durch Glasfasern verstärkt, so dass sich die Materialeigenschaften verbessern. Da die Glasfasern einen Durchmesser im Bereich weniger Mikrometer haben, sind sie kleiner als das Auflösungsvermögen gewöhnlicher Absorptionsbildgebung, erzeugen aber aufgrund von Streuung ein Dunkelfeldsignal. Sowohl die verwendeten



(a) 2-dimensionales Bild der Intensität der gestreuten Strahlung. (b) Summe der Intensität in x- und y-Richtung

Abbildung 5.2.: Simulation einer SAXS Messung mit Zylindern. Der Radius der Zylinder beträgt 1,695 μm (eine halbe G1-Periode) und die Zylinderhöhe beträgt 200 μm . Die Zylinder sind alle in der Ebene quer zum Strahl ausgerichtet, liegen aber in ihrer Orientierung innerhalb der Ebene völlig zufällig. Die Streuung in x- und y-Richtung ist in diesem Fall völlig isotrop. Die Muster in (a) sind Artefakte der Simulation, haben aber keinen Einfluss auf diese Aussage.



(a) 2-dimensionales Bild der Intensität der gestreuten Strahlung. (b) Summe der Intensität in x- und y-Richtung

Abbildung 5.3.: Simulation einer SAXS Messung mit Zylindern. Der Radius der Zylinder beträgt 1,695 μm (eine halbe G1-Periode) und die Zylinderhöhe beträgt 200 μm . Die Zylinder sind alle in Richtung der Strahlachse ausgerichtet. Die Streuung in x- und y-Richtung ist in diesem Fall völlig isotrop.

Materialien, als auch die Herstellungsverfahren können sich je nach Anwendungsbereich unterscheiden. Das hier untersuchte Bauteil wurde im Spritzgussverfahren

hergestellt, weswegen auf andere Verfahren nicht näher eingegangen wird.

GFK im Spritzgussverfahren

Beim Spritzguss wird ein thermoplastisches Kunststoffgranulat bei etwa 200 °C - 300 °C verflüssigt und unter einem Druck von etwa 500 bar - 2000 bar in den Hohlraum eines Werkzeugs gespritzt. Die Flüssigkeit erstarrt beim Abkühlen unter die Schmelztemperatur und nimmt die Form des Hohlraums an. Bei den Glasfasern handelt es sich typischerweise um zylinderförmige Fäden mit einem Durchmesser von 5 µm - 25 µm und einer Länge von 100 µm - 400 µm. Bei diesem Verfahren spricht man von Kurzfaserspritzguss, da mit anderen Herstellungsmethoden auch deutlich längere Fasern genutzt werden können.

Dabei ist es möglich einen Volumenanteil von bis zu 60 % an Glasfasern zu erreichen. Bei höheren Anteilen berühren sich die Fasern und es gibt Stellen entlang der Faser, die nicht von der Kunststoffmatrix umschlossen sind. Das führt zu einer Verschlechterung der mechanischen Eigenschaften des Materials, da sich mechanische Spannungen von der Matrix nicht auf die Faser übertragen.

Die Glasfasern sind schon Teil des Granulats und richten sich während des Spritzvorgangs entlang der Fließrichtung der flüssigen Kunststoffmasse aus [FLM09]. Es gibt also lokal unterschiedliche Ausrichtungen der Fasern im Material. Im Detail ist das aber sehr stark von den einzelnen Prozessparametern und der Form und Größe des Objekts abhängig. Eine lokale unerwünschte Änderung der Faserkonzentration und Ausrichtung kann negative Auswirkungen auf die Festigkeit des Endprodukts an dieser Stelle haben.

Etablierte Methoden der Qualitätssicherung nutzen zum Beispiel mikroskopische Bilder von Schnittflächen oder chemische Methoden bei denen das Bauteil zerstört wird. In einem MikroCT lassen sich auch Fasern einzeln auflösen, allerdings ist es bei diesem Verfahren schwierig große Bauteile zu untersuchen.

Das untersuchte Objekt

Das in dieser Arbeit untersuchte Bauteil ist eine Steckverbindung für Leitungen, die in der Geothermie eingesetzt werden, und ist in Abbildung 5.4 gezeigt. Dieser Anwendungsbereich stellt hohe Ansprüche an das Material der Rohre, da es witterungsbedingt zu großen Unterschieden in Temperatur (teilweise spezifiziert für Temperaturen von -40 °C - 95 °C, [Sol13]) und Feuchtigkeit kommt. Das Material ist ein mit Glasfasern verstärktes Polyamid ("Nylon", PA6.6) mit einem Volumenanteil von 30 Prozent Glasfasern (PA6.6 GF30).

Die allgemeine Fließrichtung des geschmolzenen Granulats ist in Abbildung 5.4 durch zwei Pfeile angedeutet. Die Masse wird auf der einen Seite des Objekts eingespritzt und breitet sich dann sowohl zur anderen Seite hin, als auch in zwei Richtungen entlang des Zylinderumfanges aus. Dort wo die Masse mit den gegeneinander gerichteten Glasfasern aufeinander trifft, bildet sich eine Schweißnaht entlang des Bauteiles. Diese ist aber in der Abbildung nicht zu erkennen. Lokal ergeben sich aufgrund der Form des Objekts allerdings auch andere Fließrichtungen. So zum Bei-

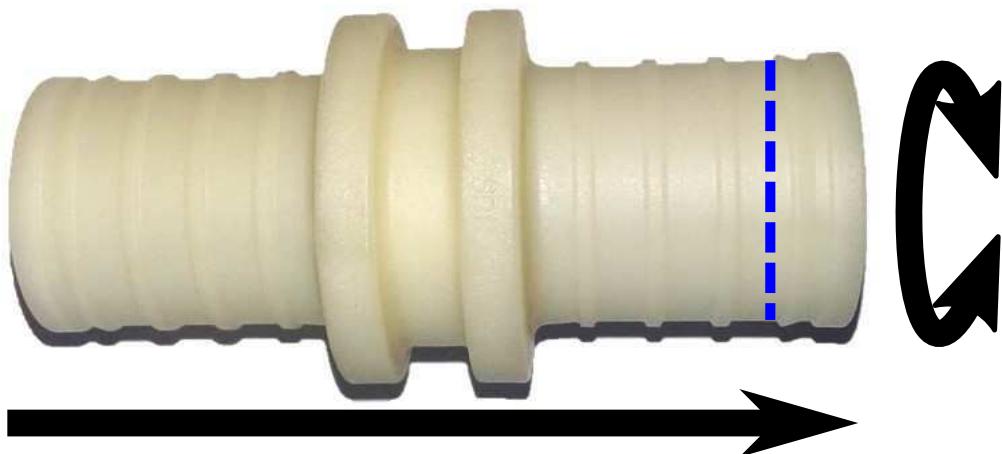


Abbildung 5.4.: Eine Steckverbindung aus PA6.6 GF30. Die Fließrichtung während des Spritzgusses ist durch die beiden Pfeile gezeigt. Der Anguss befindet sich links. Die flüssige Masse breitet sich nach rechts und gleichzeitig entlang des Kreisumfangs aus. Die blaue gestrichelte Linie zeigt die Stelle an der ein 0,3 mm dicker Ring abgeschnitten wurde um mikroskopische Aufnahmen zu machen.

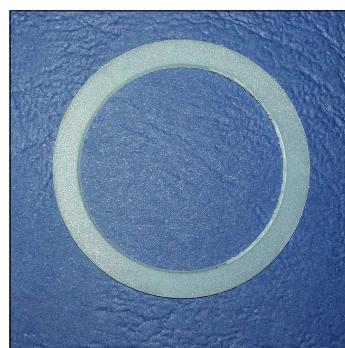


Abbildung 5.5.: Ausgefräster Ring, der unter dem Mikroskop untersucht wurde, auf einem Untergrund aus blauem Papier.

spiel in die hervorstehenden Lamellen hinein.

Das Bauteil ist 8,30 cm lang, rotationssymmetrisch und innen hohl und glatt, ähnlich einem Rohr. Der Innendurchmesser beträgt 2,08 cm. Die Wände des Rohres sind 0,22 cm dick, an den kleinen Lamellen 0,33 cm. Die Wandstärke an der Stelle der beiden großen Ausbuchtungen beträgt 0,85 cm und im Bereich dazwischen 0,53 cm.

Mikroskopische Aufnahmen des untersuchten Objekts

Um die Mikrostruktur des Materials besser verstehen zu können wurden Aufnahmen mit einem Lichtmikroskop gemacht. Dafür wurde aus dem Objekt an der in Abbildung 5.4 blau gestrichelt eingezeichneten Linie ein ca. 0,3 mm dicker Ring gefräst. Dieser Ring ist in Abbildung 5.5 abgebildet.

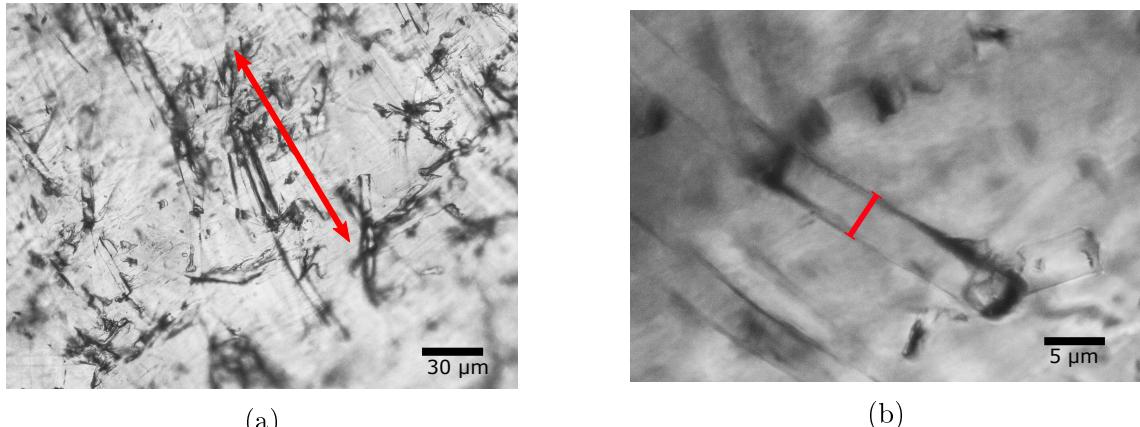


Abbildung 5.6.: Mikroskopaufnahmen des mit Glasfasern verstärkten Kunststoffteiles. In (a) ist die Schnittfläche des abgefrästen Rings zu sehen. In Richtung des roten Pfeiles lässt sich eine gewisse Vorzugsrichtung in der Orientierung der Fasern ausmachen. Da nicht alle Fasern horizontal in der Fokusebene liegen, werden sie nur unscharf dargestellt, zeigen aber dennoch eine ähnliche Orientierung. Abbildung (b) zeigt ein Bild der Schnittfläche stärkerer Vergrößerung. Die Faser hat einen Durchmesser von ca. $5\text{ }\mu\text{m}$.

In Abbildung 5.6a ist erkennbar, dass sich die Glasfasern bevorzugt in einer Linie, die durch den roten Pfeil angedeutet ist, ausrichten. Die Annahme, dass es eine bevorzugt Richtung der Faserorientierung gibt ist also durchaus plausibel. Da nur eine Ebene scharf gestellt werden kann, sind Fasern und Faserteile, die nicht in dieser Ebene liegen, unscharf abgebildet.

Abbildung 5.6b zeigt einen Ausschnitt des abgefrästen Rings unter dem Lichtmikroskop. Es lässt sich erkennen, dass der Durchmesser einer Glasfaser ungefähr $5\text{ }\mu\text{m}$ beträgt.

Aus den mikroskopischen Aufnahmen lässt sich nicht bestimmen, mit welcher Verteilung bestimmte Winkel der Faserorientierung statistisch gesehen auftreten, eine Vorzugsrichtung ist aber erkennbar. Auch ein Wert für die Konzentration an Glasfasern lässt sich nicht abschätzen, da dafür aufwendigere Methoden notwendig wären. Dennoch geben die einfachen Mikroskopaufnahmen ein Gespür für die Mikrostruktur des Materials.

5.3. Simulation

Es ist zwar nicht möglich alle Eigenschaften des untersuchten Objekts zu bestimmen und somit das Objekt realistisch zu simulieren, allerdings lassen sich bestimmte Parameter isoliert in einem idealisierten Setup verändern und somit deren Einfluss auf das Dunkelfeld besser verstehen.

Die folgenden Simulationen wurden alle mit der in Kapitel 3.5 vorgestellten *cxi* Simulation und dem Talbot-Lau-Interferometer Setup wie in Kapitel 4.1 dargestellt

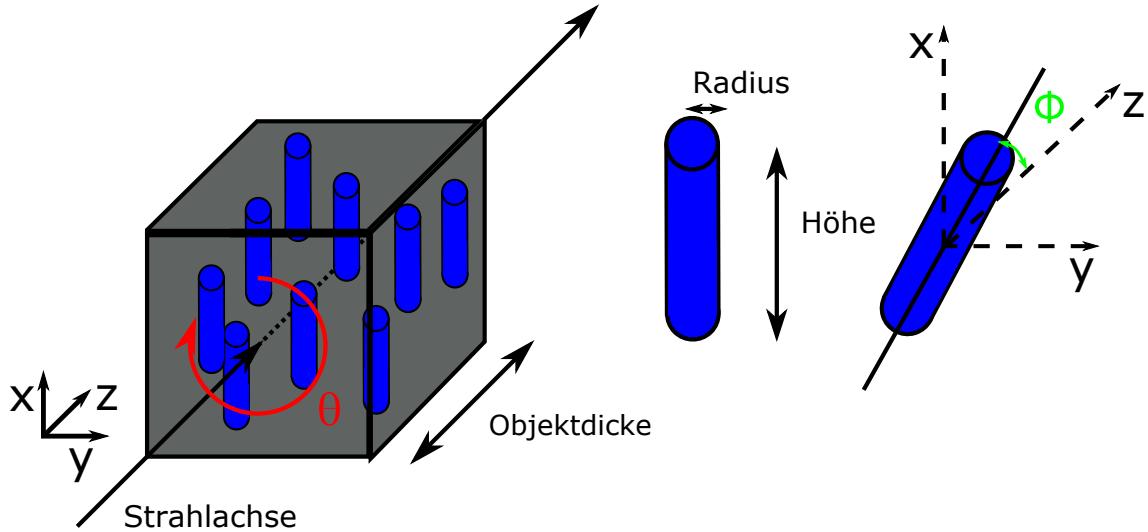


Abbildung 5.7.: Skizze des Objektes in der Simulation. Der Winkel θ dreht das gesamte Objekt um die Strahlachse. Der Winkel Φ bestimmt die Neigung der einzelnen Zylinder zur z-Achse, also zur Strahlachse.

berechnet.

Dazu wurde ein Objekt erstellt, das aus einem Quader eines bestimmten Materials besteht, der wiederum mit Zylindern aus einem anderen Material gefüllt werden kann. Die verschiedenen Objektparameter sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Es ist möglich in der Simulation die Objektdicke, also die Ausdehnung des gesamten Quaders in Richtung der Strahlachse, sowie Radius, Höhe, Ausrichtung (Winkel Φ in der Skizze) und Volumenanteil der Zylinder zu variieren. Außerdem ist es möglich das Material der Zylinder und des umgebenden Quadervolumens zu wählen. Das Material des Quadervolumens besteht in folgenden Simulationen aus dem Kunststoff PA6.6 und für die Zylinder wurde eine übliche Zusammensetzung von Glas gewählt. Die genaue Zusammensetzung der beiden Materialien ist in Tabelle 5.1 angegeben.

	Material	Dichte [$\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$]	Zusammensetzung
Quadervolumen	PA6.6	1,15	$\text{C}_6\text{H}_{11}\text{NO}$
Zylinder	E-Glasfaser	2,50	$\text{SiO}_2 : 55\%$; $\text{CaO} : 22\%$; $\text{Al}_2\text{O}_3 : 15\%$; $\text{B}_2\text{O}_3 : 8\%$

Tabelle 5.1.: Materialien der Fasern und des umgebenden Quadervolumens in der Simulation.

Bei der Erstellung des Objekts werden die Positionen der Zylinder zufällig innerhalb des Quadervolumens gewählt, bis der gewünschte Volumenanteil erreicht ist. Das ergibt für verschiedene Simulationen eines gleichen Objektparametersatzes unterschiedliche Realisierungen des Objekts, die auch ein unterschiedliches Simulationsergebnis liefern. Dieses Objekt wurde dann um den Winkel θ um die Strahlachse gedreht und für jede Drehung die Phasesteppingkurve eines Pixels simuliert. Die Ergebnisse der verschiedenen Objektrealisierungen wurden gemittelt und gegen den

Winkel θ aufgetragen. Gemäß dem in Kapitel 5.1 vorgestellten Modell wurde Gleichung 5.1 an die Simulationswerte gefittet um die Parameter S_{iso} und S_{aniso} zu bestimmen. Die in den folgenden Plots zur Richtungsabhängigkeit gezeigten Fehlerbalken sind die Fehler des Mittelwertes gebildet aus den verschiedenen Objektrealisierungen. Da die Simulation aufgrund der vielen Zylinderobjekte sehr viel Rechenzeit benötigt, sind die folgenden Simulationen alle monoenergetisch durchgeführt worden.

Energieabhängigkeit der Streuung

Das Dunkelfeldsignal ist abhängig von der Energie der Röntgenstrahlung. Die Überlegungen aus Kapitel 5.1 übertragen sich analog auch auf die anisotropen Beiträgen zur Streuung. Um dies zu untersuchen wurden verschiedene Simulationen mit unterschiedlicher Photonenergie durchgeführt. Die Energie wurde dabei zwischen 50 und 120 keV in 10 keV-Schritten variiert. Es wurden zwei Simulationsreihen mit unterschiedlichen Faserorientierungen durchgeführt. In beiden Fällen liegen die Fasern in der Ebene senkrecht zur Strahlachse. In Fall A sind alle Fasern in eine einzige Richtung orientiert, während sie aber in Fall B in völlig zufällig ausgerichtet sind. Das entspricht gerade den beiden in Abbildung 5.1 und 5.2 gezeigten SAXS Simulationen. Dazu sind in Abbildung 5.8 sowohl die Winkelabhängigkeit des Dunkelfeldes (Abbildung 5.8a für Fall A, und 5.8b für Fall B), als auch die Parameter der jeweiligen Fitfunktionen (Abbildung 5.8c) gezeigt. Die Simulationsparameter mit denen das Objekt simuliert wurde sind dazu in einer Tabelle angegeben, wobei der in der Simulation variierte Wert hervorgehoben wird. Die Fehlerbalken in den Simulationswerten der Richtungsabhängigkeit ergeben sich aus dem Fehler auf den Mittelwert der unterschiedlichen Objektrealisierungen (in diesem Fall 5). Diese Realisierungen fallen unterschiedlich aus, da die Fasern im Objekt an zufälligen Positionen angeordnet werden bis die 30 % Volumenanteil erreicht sind. An die Mittelwerte bei dem jeweiligen Winkel wurde wie in der Auswertung der ROIs im vorherigen Kapitel die Funktion 5.1 gefittet um S_{iso} und S_{aniso} bestimmen zu können.

In der Simulation zeigt sich gut die erwartete Abhängigkeit von S_{iso} und S_{aniso} von der Photonenergie. Bei höheren Energien ergibt sich ein schwächeres Dunkelfeldsignal. Die beiden Kurven für S_{iso} des Falls A mit zufällig orientierten Winkeln der Fasern und $0.5 \cdot S_{aniso}$ des Falls B mit gleich ausgerichteten Fasern liegen fast deckungsgleich übereinander. Das lässt sich leicht veranschaulichen, da zwei um 90° zueinander verschobene \cos^2 -Funktionen eine konstante 1 ergeben. Zwei Anteile aus zufällig isotrop verteilten Fasern ergeben also ein isotropes Dunkelfeld. Während ein Anteil an gleich ausgerichteten Fasern genügt um ein anisotropes Dunkelfeld der selben Stärke zu erzeugen.

Variation des Zylindradius

Ein weiterer interessanter Punkt ist die Abhängigkeit des anisotropen Dunkelfeldsignals vom Radius der Fasern. Dazu wurde der Radius der Fasern zwischen dem 0,5-fachen und 8-fachen der G1-Periode variiert. Die Ergebnisse sind in Abbildung

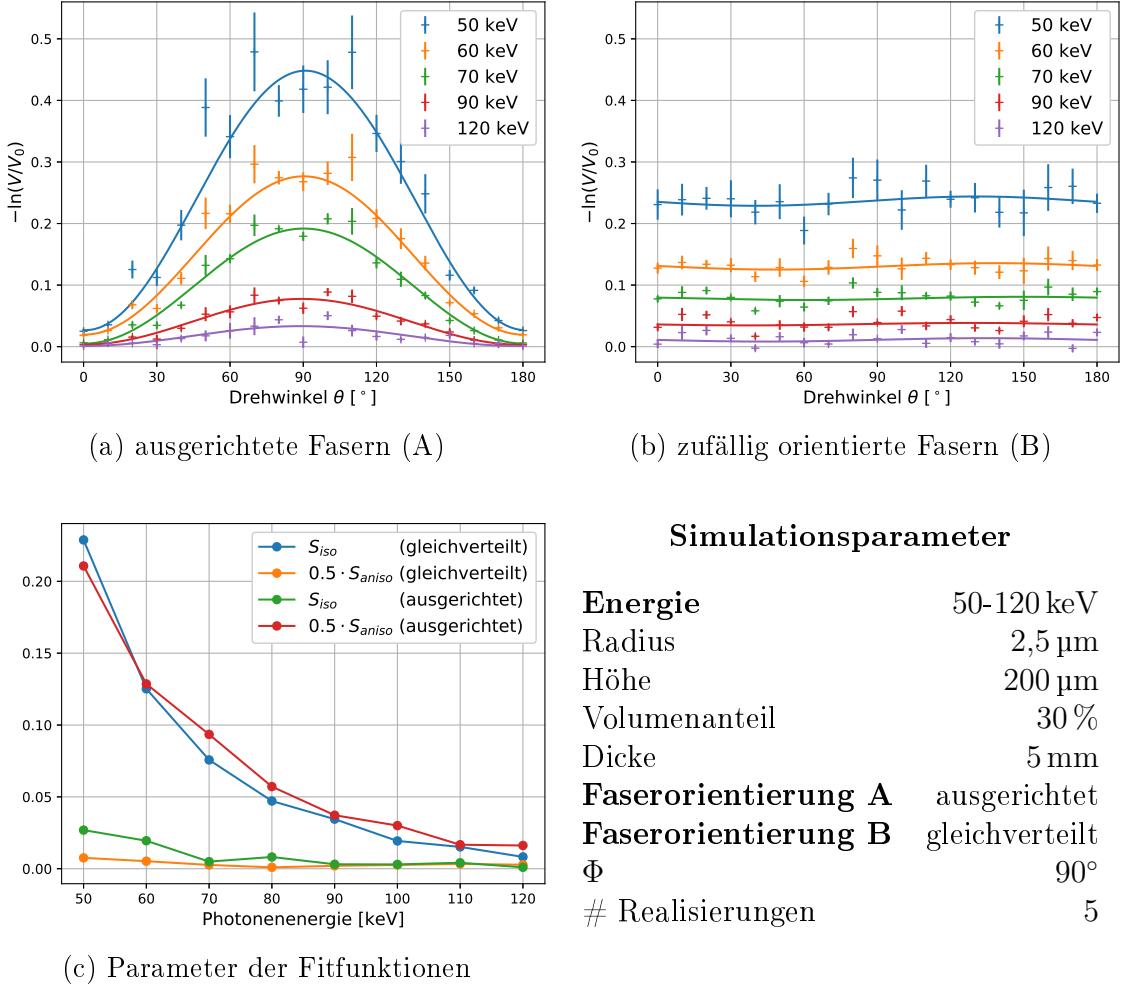


Abbildung 5.8.: Das simulierte Dunkelfeld bei verschiedenen Orientierungen eines mit Fasern gefüllten Quaders zu den Gitterstegen für ausgerichtete (a) und gleichverteilte Faserorientierungen (b) im Objekt. Variiert wurde die Energie der monochromatischen Röntgenstrahlung. Die Fitparameter sind in (c) abgebildet. Außerdem die Parameter des simulierten Objektes.

5.9 gezeigt. Auch für diesen Fall wurden zwei Simulationsreihen durchgeführt. Fall A bei einer Objektdicke von 1 mm und Fall B bei 5 mm. Das Dunkelfeld für Fall A ist auf einem niedrigeren Niveau, wie auch bei einem dünneren Objekt zu erwarten. Um beide Fälle miteinander zu vergleichen, wurde das Dunkelfeld auf eine gleiche Dicke normiert indem der Wert von S_{iso} und S_{aniso} des Falls B jeweils mit 5 multipliziert wurde. Bei Gültigkeit von Gleichung 3.11, welche das Dunkelfeld über einen Streukoeffizient und die Objektdicke beschreibt, sollten die beiden Kurven von Fall A und Fall B nun die selbe Abhängigkeit vom Radius der Fasern zeigen. Dies ist aber nicht der Fall. Die Kurve von Fall A ($D = 1$ mm) zeigt die höchste Sensitivität bei Radien im Bereich der G1-Periode. Das ist zu erwarten nach den Überlegungen von aus Kapitel 3.4. Bei größeren Radien nimmt auch die Sensitivität des Dunkelfeldes

Simulationsparameter

Energie	50-120 keV
Radius	2,5 μ m
Höhe	200 μ m
Volumenanteil	30 %
Dicke	5 mm
Faserorientierung A	ausgerichtet
Faserorientierung B	gleichverteilt
Φ	90°
# Realisierungen	5

ab. Dagegen zeigt sich für Fall B ($D = 5 \text{ mm}$) ein Maximum des Dunkelfeldes, bei 5 G1-Perioden.

Das ist darauf zurückzuführen, dass in der Projektionsnäherung dickerer Objekte in der Überlagerung von dickeren Fasern leichter kleinere Strukturen entstehen können, auf die der jeweilige Aufbau sehr sensitiv ist. Das erschwert die Simulation dickerer Objekte mit größeren Faserdurchmessern. Die einfache Projektionsnäherung ist dann nicht mehr ausreichend und es kann eine Mehrschichtverfahren nötig sein ([Pag06], [Rit15]). Die Ergebnisse lassen vermuten, dass das nicht nur von der Dicke des gesamten Objekts abhängt, sondern auch von den Parametern der Mikrostruktur, in diesem Fall dem Radius der Fasern.

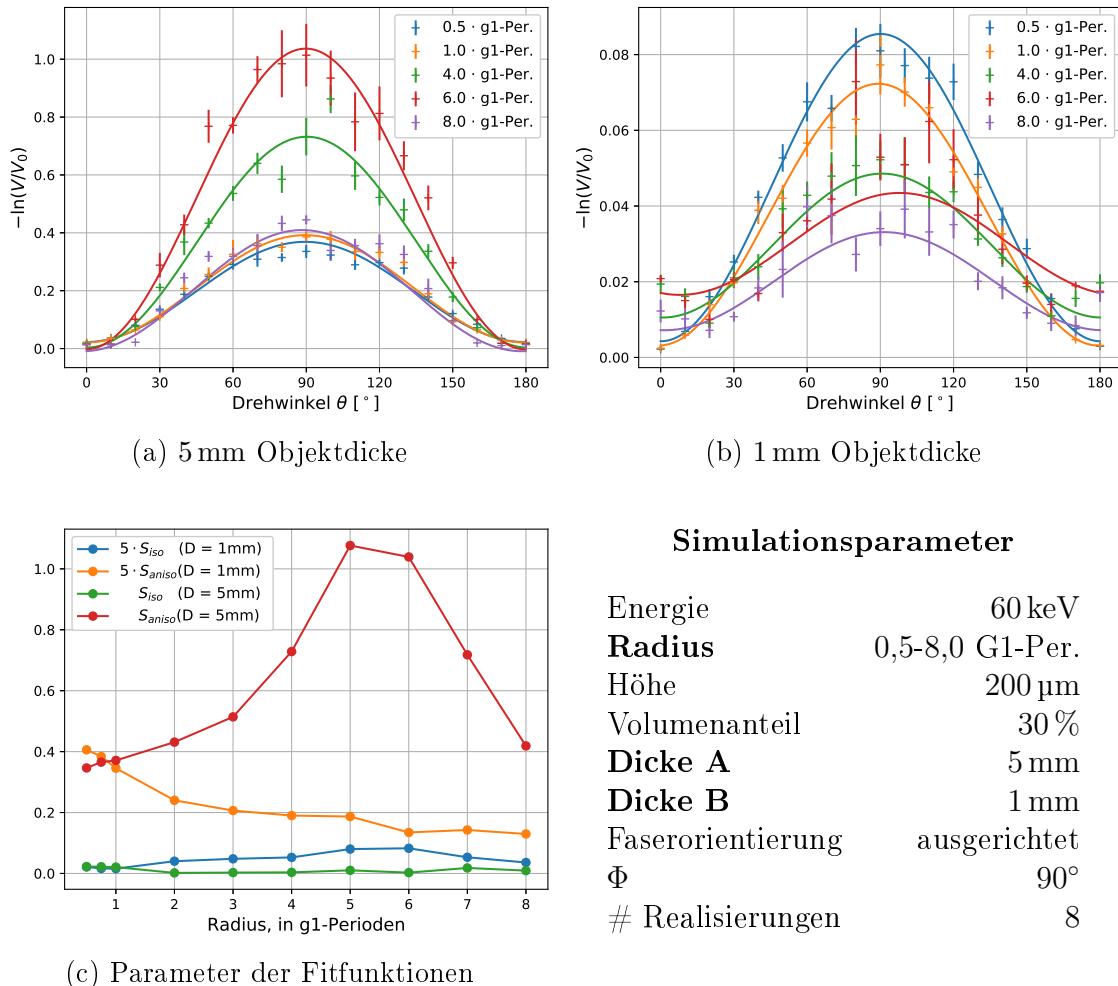


Abbildung 5.9.: Das simulierte Dunkelfeld bei verschiedenen Orientierungen eines mit Fasern gefüllten Quaders zu den Gitterstegen für ein 5 mm (a) und 1 mm (b) dickes Objekt. Variiert wurde der Radius der Fasern im Objekt. Die Fitparameter sind in (c) abgebildet. Außerdem Parameter des simulierten Objektes.

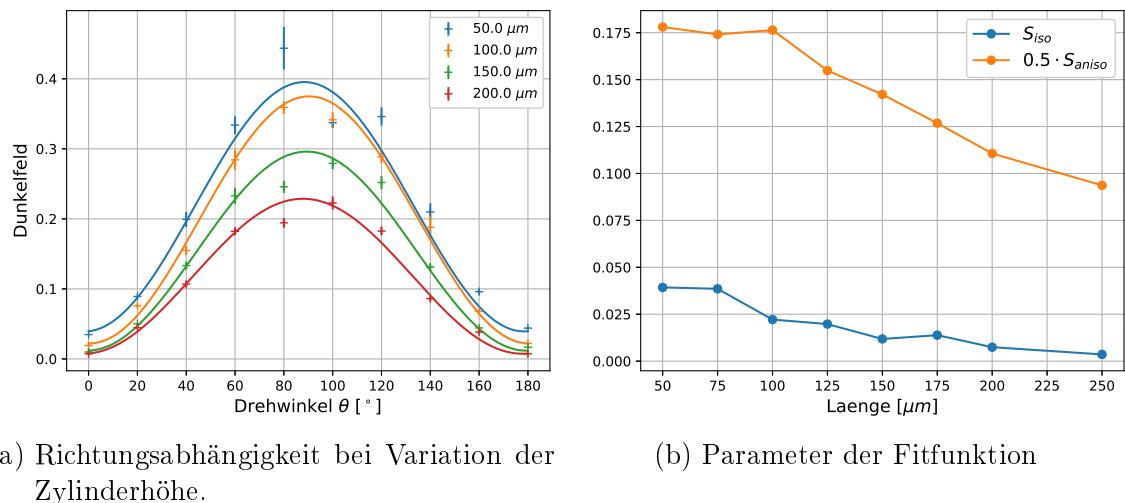
Simulationsparameter

Energie	60 keV
Radius	0,5-8,0 G1-Per.
Höhe	200 μ m
Volumenanteil	30 %
Dicke A	5 mm
Dicke B	1 mm
Faserorientierung	ausgerichtet
Φ	90°
# Realisierungen	8

Variation der Zylinderhöhe

Nicht nur der Radius, sondern auch die Höhe der Zylinder hat einen Einfluss auf das Dunkelfeld. In der Simulation wurde diese Länge zwischen 50 und 250 μm variiert. Die Ergebnisse dieser Simulationsreihe sind in Abbildung 5.10 zusammengefasst. Bei Zylindern mit einer niedrigeren Höhe ist auch das Volumen des einzelnen Zylinders kleiner. Das hat zur Folge, dass mehr Zylinder benötigt werden um denselben Volumenanteil zu verwirklichen. Damit ergeben sich auch wieder mehr Möglichkeiten, dass Strukturen übereinanderliegen und in der Projektionsnäherung Strukturen bilden, die ein starkes Dunkelfeld erzeugen.

Es ist also möglich, dass eine Variation dieses Parameters, dessen Größenordnung weit entfernt von der Größe der Strukturen ist, die Dunkelfeld erzeugen, dennoch einen starken Einfluss auf die gemessene Richtungsabhängigkeit des Dunkelfeldes hat.



(a) Richtungsabhängigkeit bei Variation der Zylinderhöhe.

(b) Parameter der Fitfunktion

Simulationsparameter

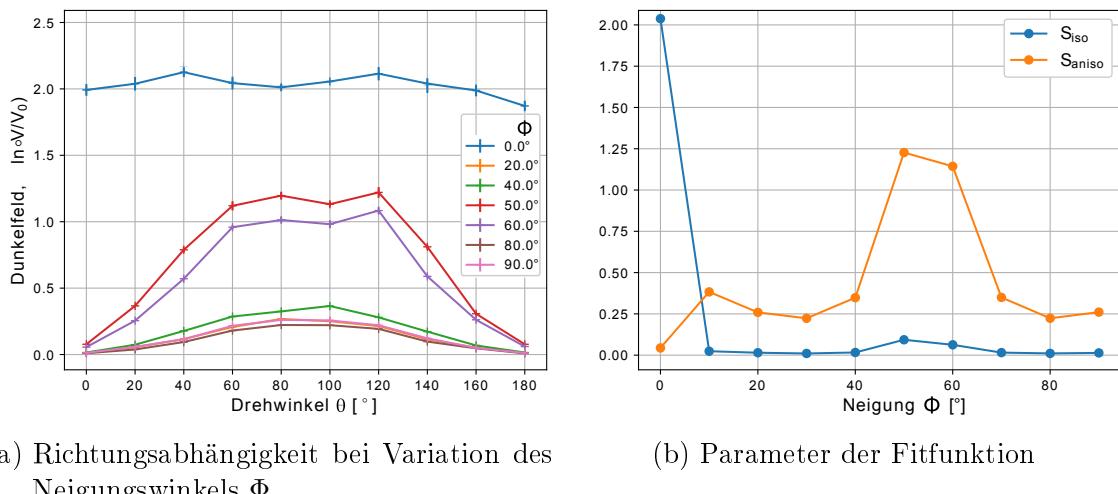
Energie	60 keV
Radius	0,5 G1-Per.
Höhe	50-250 μm
Volumenanteil	30 %
Dicke	2,5 mm
Faserorientierung	ausgerichtet
Φ	90°
# Realisierungen	5

Abbildung 5.10.: Das simulierte Dunkelfeld bei verschiedenen Orientierungen eines mit Fasern gefüllten Quaders zu den Gitterstegen (a). Variiert wurde die Höhe der Fasern im Objekt. Die Fitparameter sind in (b) abgebildet. Außerdem Parameter des simulierten Objektes.

Variation des Neigungswinkels Φ

Im vorherigem Kapitel wurde bereits das Bild einer SAXS Simulation von Fasern die der Länge nach in Richtung der Strahlachse orientiert sind gezeigt. Das entspricht in Skizze (Abbildung 5.7) einem Winkel zur Strahlachse von $\Phi = 0^\circ$. Für diesen Fall wird die Streuung wieder anisotrop. Um den Einfluss dieses Winkels auf das Dunkelfeld zu untersuchen, wurde nun auch eine Simulationsreihe mit Hilfe der cx-Simulation durchgeführt, bei der der Winkel Φ zwischen 0 und 90° in 90° -Schritten variiert wurde.

Bei einem Winkel von $\Phi = 0^\circ$ zeigt sich ein sehr starkes isotropes Signal. Das ist



(a) Richtungsabhängigkeit bei Variation des Neigungswinkels Φ .

(b) Parameter der Fitfunktion

Simulationsparameter

Energie	60 keV
Radius	0,5 G1-Per.
Höhe	200 μm
Volumenanteil	30 %
Dicke	2,5 mm
Faserorientierung	ausgerichtet
Φ	0° - 90°
# Realisierungen	20

Abbildung 5.11.: Das simulierte Dunkelfeld bei verschiedenen Orientierungen eines mit Fasern gefüllten Quaders zu den Gitterstegen (a). Variiert wurde der Neigungswinkel Φ der Fasern im Objekt zur Strahlachse. Die Fitparameter sind in (b) abgebildet. Außerdem Parameter des simulierten Objektes.

nachvollziehbar, da die Fasern in der Projektion sehr dicken Kreisscheiben entsprechen, die gedreht werden. Das ist isotrop und durch die Länge der Fasern auch mit sehr starken Variationen der Dicke in der Projektionsnäherung verbunden. Dies entspricht auch den Ergebnissen von Florian Bayer aus [Bay14] und [Bay+13].

Die Vergrößerung der Dicke in der Projektionsnäherung ist auch für das starke anisotrope Signal bei $\Phi = 50^\circ$ und $\Phi = 60^\circ$ verantwortlich. Da dieser Fall in der Projektionsnäherung dickeren Zylindern mit einer kürzeren Länge entspricht. Wobei die Dicke der Zylinder nur in Richtung der Projektion größer wird, aber in der Ausdehnung in x- bzw. y-Richtung bei einem Radius von 0,5 G1 Perioden bleibt.

5.4. Messung

5.4.1. Experimentelles Setup

Die Messung wurde mit dem in Kapitel 4.1 beschriebenen vertikalen Interferometer durchgeführt. Eine Messung hatte 11 Phasesteps über eine G2-Periode, bei einer Belichtungszeit von jeweils 0,37 s. Die Röhre wurde mit 60 kV Beschleunigungsspannung bei einem Röhrenstrom von 32 mA betrieben und das Spektrum mit 0,3 mm Kupfer aufgehärtet.

Das GFK-Werkstück wurde auf einem drehbar gelagerten, 0,57 cm dicken Objektträger aus PMMA gelegt (Abbildung 5.12). Das ermöglichte es im vertikalen Aufbau den Winkel θ des Objektes gegenüber den Gitterstegen leicht zu variieren. θ wurde zwischen 0° und 180° in 10° Schritten verändert.

Der drehbare Teller lag auf dem 0,7 cm dicken Objektisch aus PMMA, der sich verfahren lässt und somit ein Abkachen des Objektes ermöglicht. Für das Abkachen des Bauteiles waren zwischen 2×7 (bei $\theta = 0^\circ$) und 4×6 (bei $\theta = 45^\circ$) Kacheln notwendig, je nach Winkel des Bauteiles zu den Kanten des im Interferometer abbildbaren Bereiches.

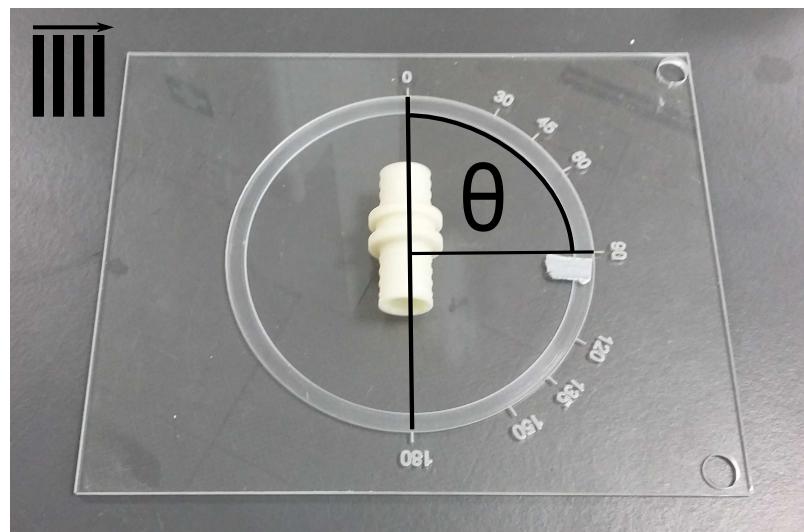


Abbildung 5.12.: Die drehbare PMMA-Trägerplatte mit dem gemessenen GFK-Bauteil. Das Objekt wird im Drehzentrum platziert. Dargestellt ist die Orientierung des Objekts bei einem Winkel von $\theta = 90^\circ$, oben links die Gitterorientierung und Phasesteppingrichtung.

5.4.2. Auswertung

Vergleicht man die drei Bildmodi, die mit dem Talbot-Lau-Interferometer aufgenommen werden, bei den unterschiedlichen Winkeln θ , zeigt sich deutlich die Abhängigkeit des differentiellen Phasenbildes und des Dunkelfeldbildes von der Ausrichtung des Bauteils gegenüber den Gitterstegen. Abbildung 5.13 vergleicht die drei Bildmodi bei $\theta = 0^\circ$ (linke Spalte) und $\theta = 90^\circ$ (rechte Spalte). Im Experiment wurde das Objekt gedreht, aber um die Unterschiede in der extrahierten Information besser zu erkennen, wurden die Bilder so zurückgedreht, dass sie in die selbe Richtung zeigen. Die Orientierung der Gitter und die Phasestepplingrichtung sind jeweils oberhalb der Bilder gezeigt.

- Der Kontrast im **Absorptionsbild** zeigt die Struktur des untersuchten Objekts. An Stellen mit mehr durchstrahlter Objektdicke wird mehr Röntgenstrahlung absorbiert. Es zeigt sich deswegen auch keine von der Orientierung des Objekts abhängige Information. An manchen Stellen sind Kachelartefakte zu erkennen, die aufgrund des Messablaufes entstehen und keine Objektinformation widerspiegeln.
- Das **differentielle Phasenbild** zeigt eine starke Richtungsabhängigkeit. Kanten entlang der Phasestepplingrichtung sorgen für einen starken Kontrast. Die Struktur des Objekts in die jeweilige Richtung zeigt sich sehr schön. Deswegen sind bei $\theta = 0^\circ$ sehr gut die vertikal sich ändernden Strukturen zu erkennen, wie zum Beispiel die sich um den Umfang des ganzen Objekts erstreckenden Lamellen. Diese verschwinden komplett im Bild bei $\theta = 90^\circ$. Dort sind dafür deutlich die Zylinderwände links und rechts zu erkennen. In diesem speziellen Fall lässt sich aber keine explizit zusätzliche Information gegenüber dem Absorptionsbild gewinnen. Es sind in manchen Kacheln Moiréartefakte zu erkennen die aber keine Objektinformation widerspiegeln.
- Das **Dunkelfeldbild** zeigt ähnlich dem Absorptionsbild auch die Struktur des Objekts. Dort wo mehr Material durchstrahlt wird, wird auch mehr Intensität gestreut und die Visibility verringert. Es zeigt sich aber im Gegensatz zum Absorptionsbild eine Abhängigkeit in der Orientierung des Objekts zu den Gitterstegen. Das Bild bei $\theta = 90^\circ$ zeigt ein allgemein höheres Dunkelfeldsignal als das Bild bei $\theta = 0^\circ$. Da das Objekt zu 30 % aus Glasfasern besteht und die Fließrichtung der flüssigen Kunststoffmasse während des Spritzgusses entlang der Objektrichtung verläuft (siehe Abbildung 5.4), ist zu erwarten, dass sich die Glasfasern entlang dieser Richtung anordnen und sich damit ein stärkeres Dunkelfeldsignal bei $\theta = 90^\circ$ ergibt.

Die beiden zweidimensionalen Histogramme in Abbildung 5.14b ($\theta = 0^\circ$) und 5.14c ($\theta = 90^\circ$) zeigen deutlich die Unterschiede in den Dunkelfeldsignalen der beiden Messungen. Das Absorptionsbild in Abbildung 5.14a ist in 6 farblichen Stufen so gefenstert, dass es erleichtert wird die Absorptionswerte in den Histogrammen einer Region des Objektes zuzuordnen. Die vertikal gestrichelten Linien der Histogramme entsprechen den unterschiedlichen Farben des Absorptionsbildes. Dieses bleibt für beide Messungen unter unterschiedlichem Drehwinkel θ gleich. Der Unterschied zeigt sich also im Dunkelfeld bei den beiden Winkeln. Die Farbcodierung in beiden Histogrammen entspricht der Häufigkeit der Pixel mit dem jeweiligen Wertepaar

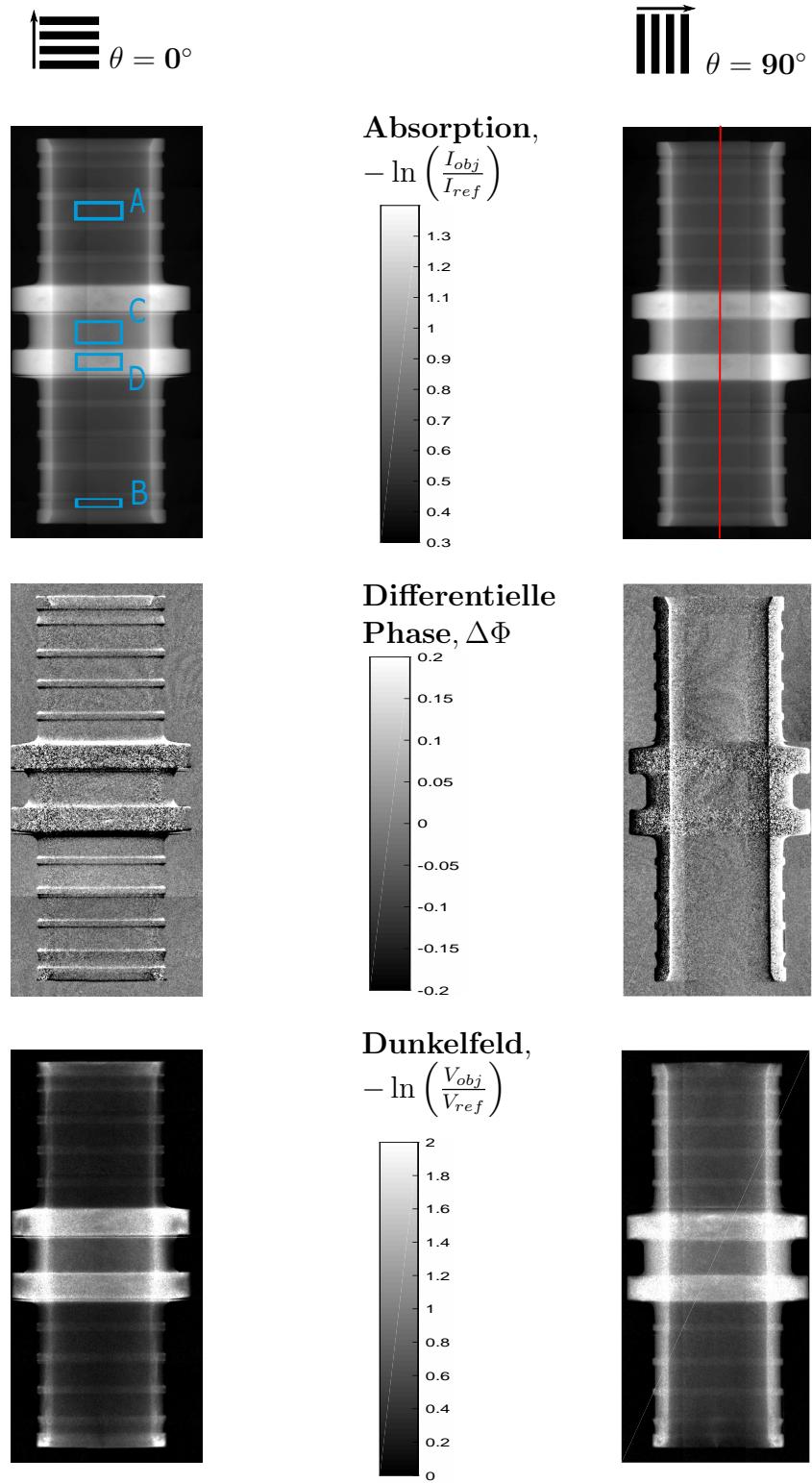


Abbildung 5.13.: Vergleich der drei Bildmodi (Absorption, Differentielle Phase und Dunkelfeld) bei den Winkeln $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ$. Absorption und Phase zeigen sich wie zu erwarten. Im Dunkelfeld lässt sich eine Richtungsabhängigkeit erkennen, die von der Orientierung der Glasfasern im Objekt, deren Größenordnung deutlich unterhalb der Auflösungsgrenze des Detektors liegt, verursacht wird.

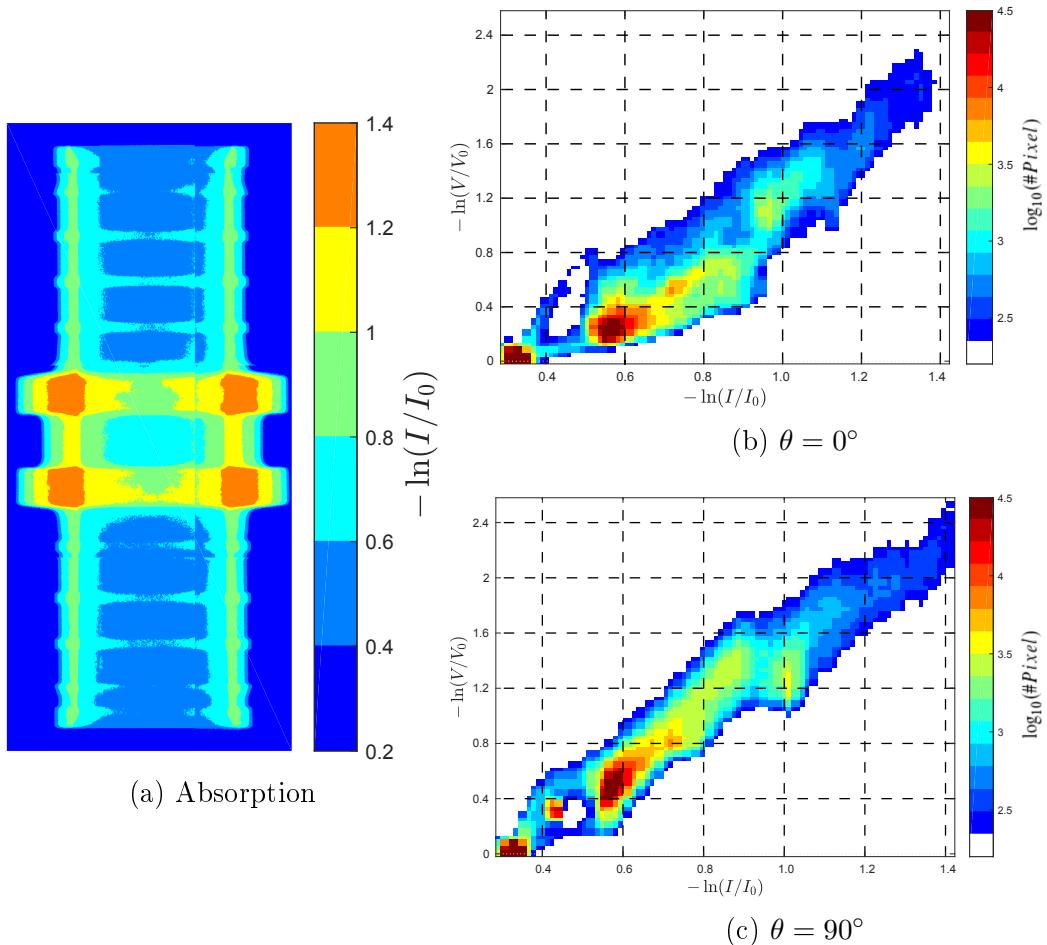


Abbildung 5.14.: Das Absorptionsbild (a) ist so grob gefenstert, dass die farblich unterscheidbaren Bereiche gerade den durch Gitterlinien in den beiden zweidimensionalen Histogrammen (b) und (c) vertikal getrennten Bereichen entsprechen. Auf der horizontalen Achse in (b) und (c) ist das Absorptionssignal, auf der vertikalen das Dunkelfeldsignal abgebildet. Durch die Drehung des Objektes von $\theta = 0^\circ$ (b) zu $\theta = 90^\circ$ (c) ändert sich das Dunkelfeld und die Werte der jeweiligen Pixel verschieben sich vertikal.

aus Absorption und Dunkelfeld und ist in einer logarithmischen Skala aufgetragen. Unterschiedliche Regionen des Objekts sind also unterschiedlich stark in ihrer Richtungsabhängigkeit im Dunkelfeld.

Um die Information im Absorptionsbild mit der des Dunkelfeldbildes zu vergleichen wurden ein Linienprofil entlang des Objekts gebildet. In Abbildung 5.13 ist die Linie im Absorptionsbild in rot gekennzeichnet. Abbildung 5.15 zeigt das Absorptionssignal und das Dunkelfeld entlang dieser Linie auf einer Breite von 300 Pixeln gemittelt. Vom gezeigten Absorptionssignal ist bereits der durch die Trägerplatte und den drehbaren Objektträger verursachte Wert ($= 0,34$) abgezogen. Beide zeigen ein sehr ähnliches Verhalten. Das ist auch zu erwarten, da es sich ent-

lang der Linie um das selbe Material handelt, also der Schwächungskoeffizient μ und der Streukoeffizient σ sich nicht unterscheiden sollten. Damit ist der Kontrast in den Signalen nur der unterschiedlichen Dicke des Objekts an der jeweiligen Stelle geschuldet. In der Absorption unterscheiden sich die Werte kaum bei beiden Messungen. Auch auf beiden Seiten des Objekts wurden ähnliche Werte gemessen. Das Absorptionssignal ist also auf beiden Seiten des Bauteils symmetrisch.

In der Stärke des Dunkelfeldes zeigt sich bei einem Vergleich der beiden Abbildungen 5.15a und 5.15b wieder deutlich die Richtungsabhängigkeit der Streuung an den gerichteten Mikrostrukturen. Zusätzlich ist zu erkennen, dass im Dunkelfeld der Messung bei $\theta = 90^\circ$ das Verhalten der beiden Seiten voneinander abweicht. Die im Absorptionsbild vorhandene Symmetrie der beiden Seiten zueinander ist im Dunkelfeldbild nicht mehr vorhanden. Das lässt auf eine Veränderung in der für die Streuung verantwortlichen Mikrostruktur des Objekts schließen.

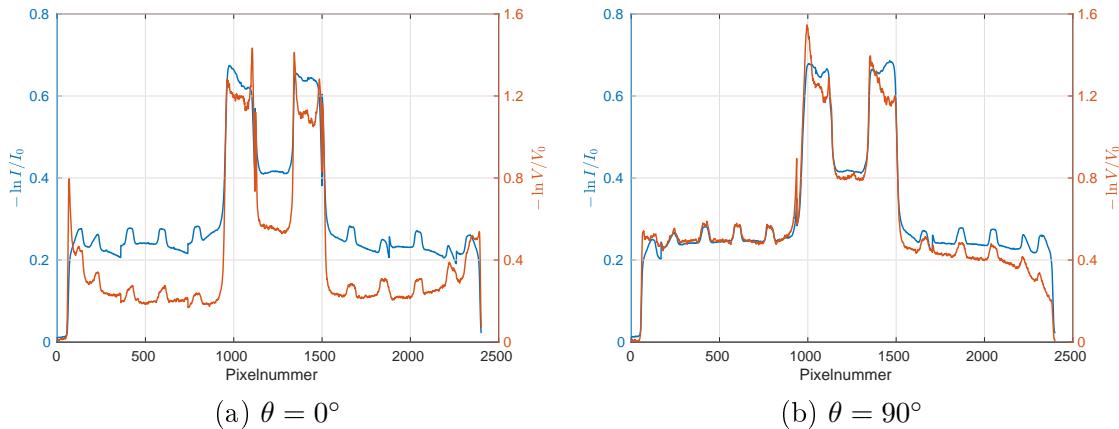


Abbildung 5.15.: Linienprofile des Dunkelfeldes $-\ln(V/V_0)$ (orange) und der Absorption $-\ln(I/I_0)$ (blau) entlang des Bauteils bei einem Winkel von $\theta = 0^\circ$ (5.15a) und $\theta = 90^\circ$ (5.15b). In Abbildung 5.13 ist die Linie, entlang derer die Plots erstellt wurden, eingezeichnet. Die Werte in den Plots wurden auf einer Breite von 300 Pixeln entlang der Linie gemittelt. Die Skala der Absorption und des Dunkelfeldes sind links und rechts der Plots dargestellt. Es fällt auf, dass sich das Dunkelfeld bei $\theta = 90^\circ$ im Gegensatz zur Absorption nicht symmetrisch auf beiden Seiten des Bauteils verhält.

Für eine genauere Auswertung der Richtungsabhängigkeit im Dunkelfeldbild wurden an verschiedenen Stellen des Objektes manuelle ROIs (von englisch Region of Interest) erstellt. Diese sind in Abbildung 5.13 in das Absorptionsbild der linken Seite in hellblau eingezeichnet.

Für Absorption und Dunkelfeld wurde für jede Messung jeweils ein Mittelwert über alle Pixel innerhalb der ROI gebildet und mit dem jeweiligen Drehwinkel θ verglichen. Die Fehler der Mittelwerte sind vernachlässigbar, da selbst eine kleine ROI sehr viele Pixel enthält. So zum Beispiel für ROI B bei $\theta = 90^\circ$:

$$N(ROI B, \theta = 90^\circ) = 96 \times 280 = 26880$$

Die genaue Anzahl an Pixeln jeder ROI variiert bei unterschiedlichen Messungen, da die ROIs nach einer Drehung des Bildes um den Winkel $-\theta$ manuell gesetzt wurden. Daraus ergibt sich auch die gewählte Größe der ROIs. Sie sollten groß genug sein um bei jedem Winkel die selben Regionen des Objekts auswerten zu können. Wären sie wesentlich kleiner, würde man zu starke Unterschiede bekommen, die nur von der ungenauen manuellen Setzung der ROI kommen oder von Artefakten der Kachelgrenzen, die bei jedem Winkel anders liegen. Die ROIs wurden entlang der Rotationsachse des Bauteils gelegt, da dort aufgrund der Zylinderform nur geringe Änderungen der Dicke in der Projektion auftreten, während am Rand diese sehr viel stärker variiert. Der Wert des Dunkelfeldes und der Absorption würde sich also schon innerhalb einer ROI zu stark ändern.

Für die vier ROIs wurde die Absorption jeweils durch den Mittelwert der 19 Messungen gefittet, da keine Abhängigkeit vom Winkel θ zu erwarten ist. Diese Annahme ist auch durch die Messung bestätigt.

Das Dunkelfeld wurde in Abhängigkeit von θ an die Modellfunktion 5.1 gefittet um für jede ROI den isotropen und anisotropen Streuanteil zu bekommen. Zusätzlich wurde θ_{max} als Fitparameter freigegeben um die Ausrichtung der Fasern bestimmen zu können.

Die Messwerte für Dunkelfeld und Absorption sind in Abbildung 5.16 für jede der vier ROIs (5.16a, 5.16b, 5.16c, 5.16d) zusammen mit ihren jeweiligen Fitfunktionen aufgetragen. Unterhalb der jeweiligen Abbildung sind die Fitparameter und ein Gütefaktor für den Fit des Dunkelfeldes mit angegeben. Dabei handelt es sich um den „RMSE“ (Root-Mean-Square-Error), also die Wurzel aus dem Mittelwert der quadrierten Differenzen von Messpunkten und Modellfunktion. Dieser ist sehr gering und zeigt, dass das Modell (Gleichung 5.1) die Messwerte sehr gut abbildet.

Im Dunkelfeld zeigt sich entgegen dem Absorptionsbild eine deutliche Richtungsabhängigkeit und in den ROIs A, C und D auch die \cos^2 -Abhängigkeit der anisotropen Streuung. So ist in ROI A der Anteil an anisotroper Streuung sogar größer als der an isotroper ($S_{aniso}^A = 0.304$, $S_{iso}^A = 0.230$). In ROI B ist dagegen keine Richtungsabhängige Streuung mehr vorhanden ($S_{aniso}^B = 0.0051$, $S_{iso}^B = 0.321$). ROI C und ROI D bestätigen genauso wie ROI A und ROI B die Annahme, dass sich die Glasfasern während des Spritzvorgangs entlang der Fließrichtung des flüssigen Kunststoffes ausrichten ($\theta_{max}^A = 92,1^\circ$, $\theta_{max}^B = 98,1^\circ$, $\theta_{max}^C = 91,6^\circ$, $\theta_{max}^D = 90,0^\circ$).

Da θ_{max} also über die Länge des Bauteils hinweg etwa 90° beträgt, ist es möglich die beiden Parameter S_{iso} und S_{aniso} nur aus den Messungen bei $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ$ zu bestimmen.

Die durchstrahlte Objektdicke ändert sich entlang des Bauteils und ein dickeres Objekt mit denselben Eigenschaften in der Mikrostruktur erzeugt auch ein höheres Dunkelfeldsignal proportional zur Objektdicke. Deshalb ist aus der Änderung der Streubeträge nicht direkt auf eine Änderung in der Mikrostruktur zu schließen. Um das zu ermöglichen wird der Quotient aus Dunkelfeld und Absorption gebildet und somit der Einfluss der Dicke (d) auf das Signal ausgeschlossen:

$$\frac{-\ln(V_{obj}(\theta)/V_{ref})}{-\ln(I_{obj}/I_{ref})} \propto \frac{\sigma(\theta) \cdot d}{\mu_{eff} \cdot d} = \frac{\sigma_{iso}}{\mu_{eff}} + \frac{\sigma_{aniso} \cdot \cos^2(\theta - \theta_{max})}{\mu_{eff}} \quad (5.2)$$

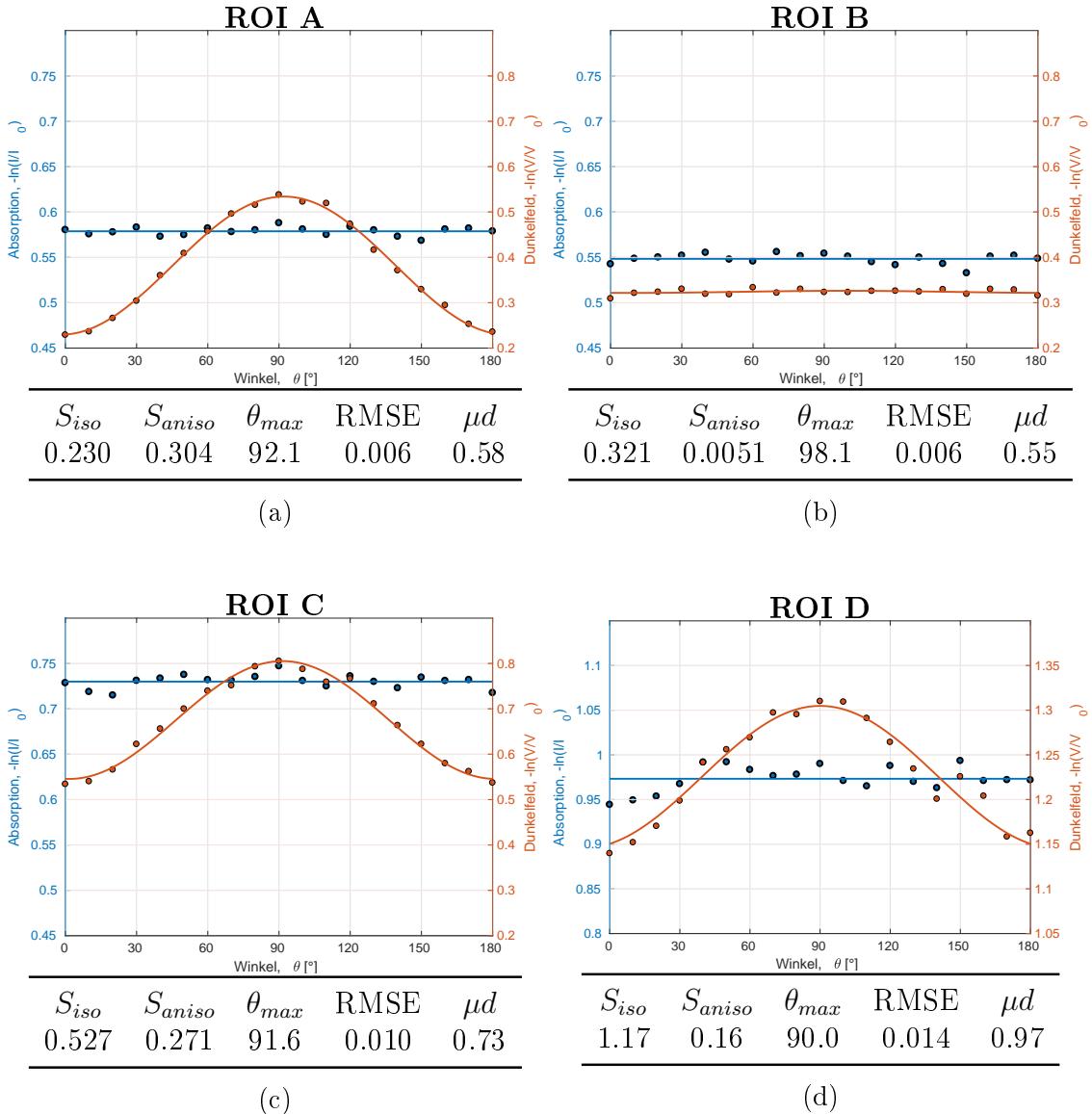


Abbildung 5.16.: Absorption $-\ln(I/I_0)$ (blau) und negativer Logarithmus des Dunkelfeld $-\ln(V/V_0)$ (orange) der vier in Abbildung 5.13 gezeigten ROIs in Abhängigkeit vom Drehwinkel θ . Zu beachten ist, dass für ROI D die Wertebereiche geändert wurden. Die durchgezogenen Linien zeigen jeweils die Fitfunktion. Bei der Absorption den Mittelwert (μd) und beim Dunkelfeld die in 5.1 spezifizierte Funktion. Die Fitparameter des Dunkelfeldes und der RMSE (root mean square error) der Fitfunktion sind unter dem jeweiligen Plot mit angegeben.

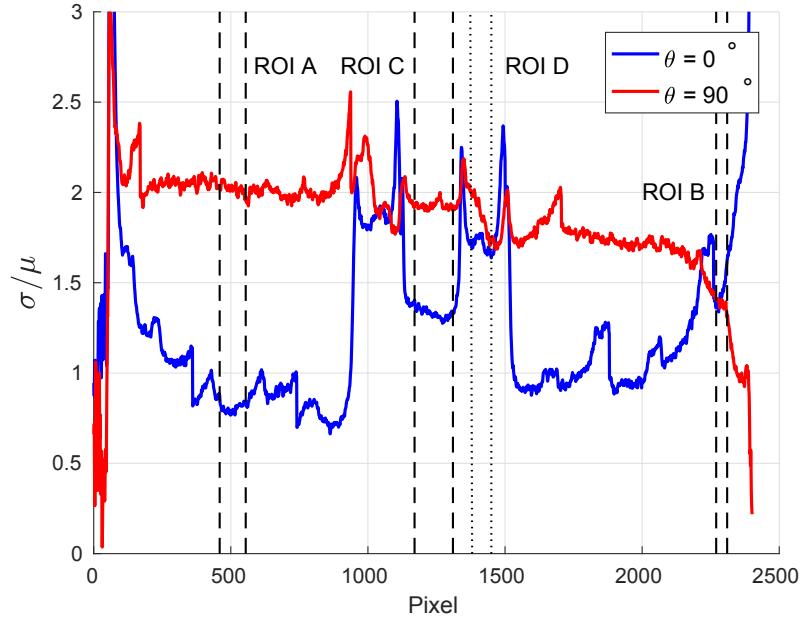


Abbildung 5.17.: Linienprofile von σ/μ für $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ$. Da der Einfluss der Objektdicke aus dem Signal ausgeschlossen wurde und anzunehmen ist, dass sich das Material in der Absorption gleich verhält (siehe Abbildung 5.18), lassen sich die Unterschiede in dieser Kurve direkt auf Unterschiede in der Mikrostruktur zurückführen.

Für die Auswertung wurde der Hintergrund im Absorptionsbild ($-\ln(I/I_0) = 0.37$), der aufgrund des Objekträgers (0,7 cm PMMA) und der drehbaren Scheibe (0,57 cm PMMA) entsteht, vorher vom Absorptionssignal abgezogen, so dass nur die Absorption durch das Bauteil übrigbleibt. Da μ_{eff} für das gesamte Bauteil gleich bleiben sollte, lässt sich aus einer Änderung des Quotienten $\frac{\sigma}{\mu_{eff}}$ direkt eine Änderung des Streukoeffizienten σ , also der Mikrostruktur ablesen. Dieser Quotient $\frac{\sigma}{\mu_{eff}}$ ist für die Messungen bei $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ$ in Abbildung 5.17 entlang derselben Linie wie in Abbildung 5.13 dargestellt. Es lässt sich leicht der Unterschied in der Streuung zwischen den beiden Orientierungen erkennen. Zusätzlich zeigt sich aber auch noch deutlicher als in Abbildung 5.15, dass das Objekt in der Mikrostruktur nicht symmetrisch ist.

Um festzustellen, wie gut die Linienprofile der Messungen bei $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ$ zueinander passen, wurde in Abbildung 5.18 nur die Absorption bei beiden Orientierungen aufgetragen. Zusätzlich ist in schwarz noch die Differenz der beiden Signale zueinander gezeigt. Im Optimalfall sollte diese null betragen. Im Bereich der vier ROIs ist das sehr gut der Fall, nur an den starken Kanten im Objekt kann man Ausschläge in der Kurve feststellen.

Da die beiden Linienprofile gut übereinander liegen, ist es möglich die Signale aus den beiden Messungen bei $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ$ auch miteinander zu verrechnen, um entlang des ganzen Linienprofils die Anteile an isotroper und anisotroper Streuung zu trennen. Der anisotrope Anteil $\frac{\sigma_{aniso}}{\mu_{eff}}$ ergibt sich aus der Differenz der beiden Linienprofile. Der isotrope Anteil $\frac{\sigma_{iso}}{\mu_{eff}}$ entspricht nun dem jeweils niedrigerem Wert.

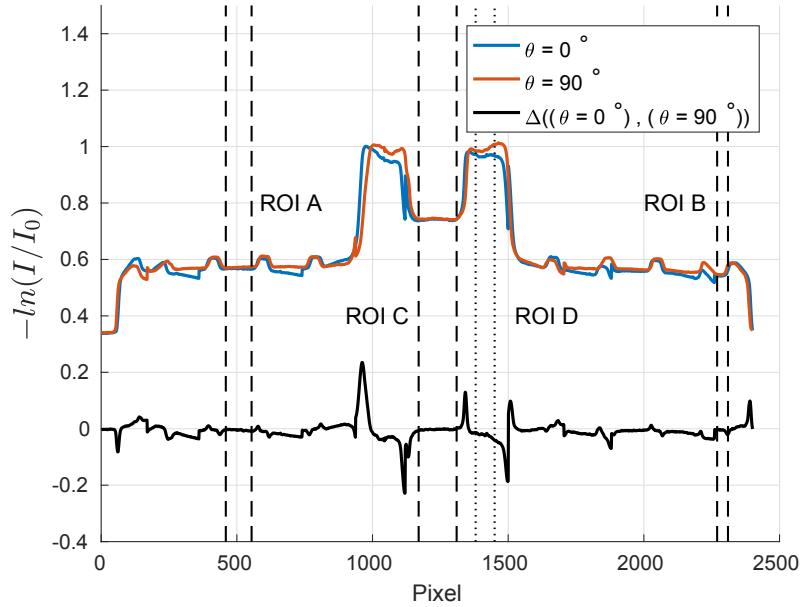


Abbildung 5.18.: Absorption entlang des Bauteiles für $\theta = 0^\circ$ (blau) und $\theta = 90^\circ$ (orange). Außerdem die Differenz der beiden Kurven (schwarz). Beide Projektionen liegen gut übereinander, nur an den Rändern der Erhebungen und des Bauteils selbst lassen sich größere Unterschiede erkennen. An diesen Stellen sollten keine ROIs gelegt werden.

Dies ist in Abbildung 5.19 gezeigt. In diesem Plot sind gut die Ergebnisse, die sich in der Auswertung der vier ROIs ergeben haben (Abbildung 5.16) bestätigt. Dies funktioniert aber auch nur unter der Annahme, dass sowohl Maximum, als auch Minimum der Streuung entweder bei $\theta = 0^\circ$ oder $\theta = 90^\circ$ auftreten. Im vorherigen Teil, bei der Auswertung der vier ROIs, konnte schon gezeigt werden, dass diese Annahme berechtigt ist.

Addiert man zwei $\cos^2(a(\theta - \theta_{max}))$ Funktionen, deren θ_{max} sich um 90° unterscheiden, ergibt das eine konstante 1. Daraus ergibt sich, dass zwei zueinander senkrecht stehende Anteile an Fasern den gleichen Anteil an der Streuung haben wie ein Anteil an gerichteten Fasern. Dies konnte auch im vorangegangenen Kapitel durch eine Simulation gezeigt werden. Deswegen ist in Abbildung 5.19 zusätzlich zu $\frac{\sigma_{iso}}{\mu_{eff}}$ und $\frac{\sigma_{aniso}}{\mu_{eff}}$ die Summe

$$\frac{\sigma_{iso}}{\mu_{eff}} + 0.5 \cdot \frac{\sigma_{aniso}}{\mu_{eff}} \quad (5.3)$$

in schwarz gezeigt. Der Anteil an isotroper Streuung wird also nur halb gewichtet. Dies soll zur Abschätzung der Faserkonzentration innerhalb des Bauteils dienen. Dabei zeigt sich, dass die Kurve auf beiden Seiten des Bauteils annähernd symmetrisch bleibt. Insbesondere ein Vergleich der beiden Werte für ROI A und ROI B, die sich in der Messung ihrer Richtungsabhängigkeit deutlich unterschieden haben, liegt annähernd auf dem selben Niveau (ROI A: 1,45; ROI B: 1,45, genauen Wert noch nachschauen.). Das legt nahe, dass die Faserkonzentration im Bauteil konstant bei 30 % bleibt, und sich nur die Orientierung der Fasern ändert.

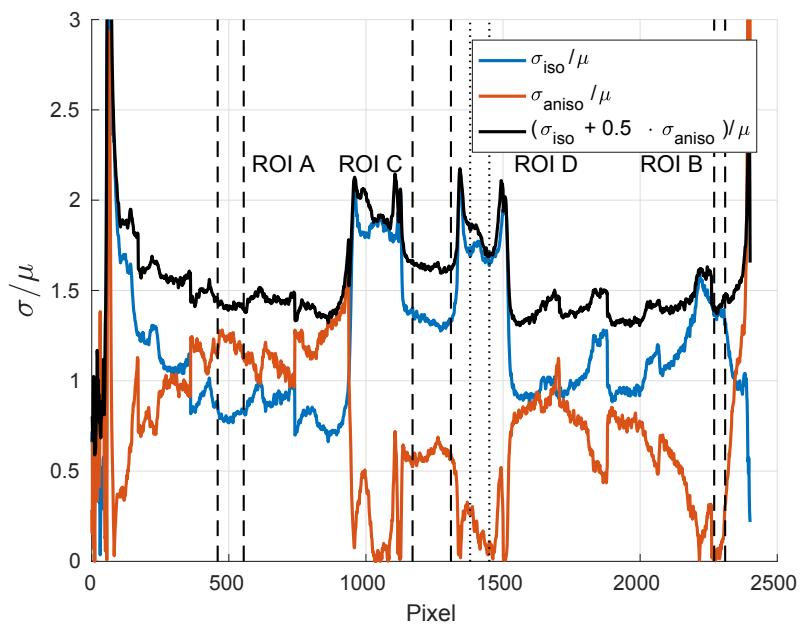


Abbildung 5.19.: Linienprofile des isotropen (blau) und anisotropen (orange) Anteils der Streuung entlang der Länge des Bauteils. Zusätzlich ist eine Kombination der isotropen und anisotropen Anteils gezeigt (schwarz). Der anisotrope Anteil wurde nur zur Hälfte gewichtet. Das soll zu einer Abschätzung der Faserkonzentration dienen. Da die schwarze Kurve sich im Gegensatz zur orangen und blauen annähernd symmetrisch in den beiden Bereichen links und rechts verhält, kann man annehmen, dass sich die Änderungen der Mikrostruktur aufgrund Änderung in der Ausrichtung der Fasern und weniger aus einer Änderung der Faserkonzentration ergeben.

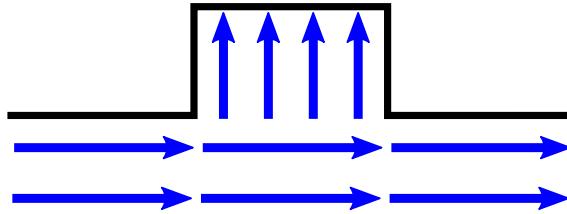


Abbildung 5.20.: Um in die dickeren Stellen des Bauteils zu gelangen muss die flüssige Kunststoffmasse ihre Fließrichtung ändern. Das führt auch zu einer Änderung der Faserorientierung in diesen Bereichen.

Im Bereich der Lamellen und der beiden dickeren Ringe des Bauteils ändert sich aber auch der Wert der schwarzen Kurve. Allerdings sind das auch die Bereiche im Bauteil, in denen sich die Fließrichtung des flüssigen Materials während des Spritzgießens lokal ändern muss. Die flüssige Masse muss in diesen Bereichen die Ausparung im formgebenden Werkzeug ausfüllen (siehe Abbildung 5.20). Die einfache vorher gemachte Annahme die anisotropen Teile der Streuung nur halb zu wichten, kann also in diesem Zusammenhang nicht gemacht werden. Es ist anzunehmen, dass sich die Fasern in diesen Bereichen sozusagen entlang der Strahlachse ausrichten. Dies wiederum passt aber sehr gut zu der Beobachtung, dass gerade in diesen Bereichen der Anteil an anisotroper Streuung stark zurück geht. Fasern, die entlang der Strahlachse ausgerichtet sind zeigen keine Richtungsabhängigkeit bei Drehung um die Strahlachse. Dies ist in Abbildung 5.3 für eine SAXS Simulation gezeigt und in Abbildung 5.11 durch Simulation bestätigt.

Die Asymmetrie des Bauteils in der anisotropen Streuung ist ein deutliches Anzeichen dafür, dass der Grad an Orientierung der Fasern sich auf beiden Seiten des Bauteils unterscheidet. Die genauen Gründe dafür und ob das von Relevanz für die Funktionalität des Bauteils ist, konnten im Rahmen dieser Arbeit nicht festgestellt werden und könnten ein Ansatzpunkt für weitergehende Untersuchungen sein. Eine mögliche Erklärung könnte sein, dass sich die Masse während des Spritzgießens abkühlt und die veränderte Viskosität der Masse sich auch auf das Fließverhalten und die Ausrichtung der Fasern auswirkt. Ein weiterer Ansatzpunkt wäre der Nachdruck, der nach dem Füllen der Kavität auf die sich abkühlende Masse ausgeübt wird und vielleicht unterschiedlichen Einfluss auf die Mikrostruktur entlang des Bauteils hat. Das ist aber an dieser Stelle Spekulation, könnte aber auch die Möglichkeit bieten mit Hilfe des Dunkelfeldes schnell bestimmte Parameter des Produktionsprozesses zu optimieren.

Die Unterschiede in der räumlichen Orientierung der Glasfasern können auch in einem kombinierten Bild dargestellt werden. Dazu wurde das im vorherigen Abschnitt in Abbildung 5.17 als Linienprofil der beiden Messungen bei $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ$ dargestellte Signal nun Pixelweise ausgewertet. Die beiden Bilder wurden farbcodiert übereinandergelegt. Dies ist in Abbildung 5.21 so dargestellt, dass Bereiche des Bauteils die eine starke Faserorientierung entlang der Längsachse des Bauteils haben in magenta erscheinen und Bereiche mit Orientierung senkrecht dazu in grün. Die Intensität der Farbe gibt Information über die Stärke der Orientierung. Sind

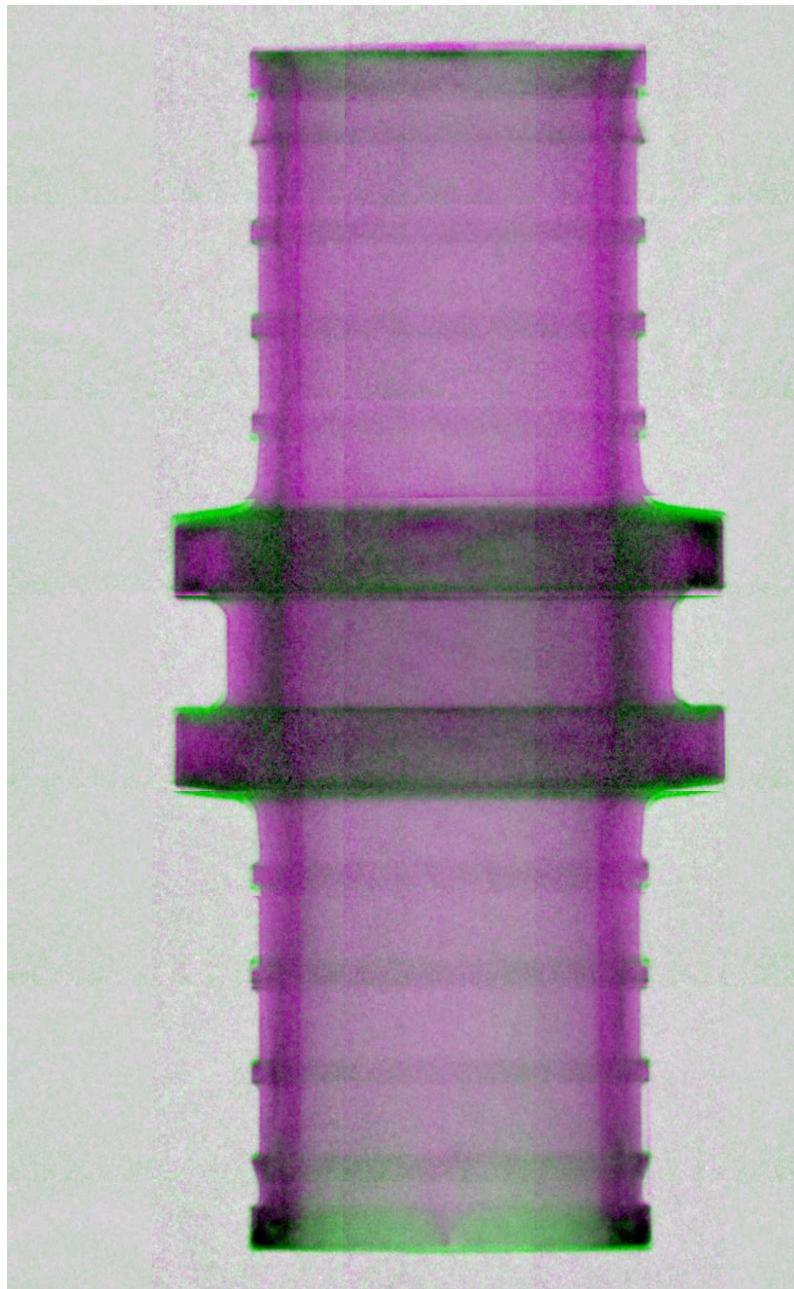


Abbildung 5.21.: Kombination der beiden Dunkelfeldbilder bei 0° (grün) und 90° (magenta).

beide Orientierungen ähnlich stark vertreten, erscheint das in der Abbildung als schwarzer Farbton. Die Anmerkungen und Einschränkungen, die bei der Auswertung der Linienprofile gemacht wurden, gelten für dieses überlagerte Bild genauso. Mit zwei Aufnahmen bei senkrecht zueinander stehender Ausrichtung des Interferometers ist es also möglich Aussagen über die Mikrostruktur eines größeren Objekts zu treffen. Das könnte sich im Bereich der Prozesskontrolle, Qualitätssicherung oder zerstörungsfreien Materialprüfung von Vorteil erweisen und sich dort ein mögliches Anwendungsgebiet für die richtungsabhängige Dunkelfeldbildgebung ergeben.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Zunächst wurden die physikalischen Grundlagen, die der Phasenkontrastbildgebung mit einem Talbot-Lau Gitterinterferometer zugrunde liegen dargestellt. Besonderes Augenmerk wurde auf das Zustandekommen des Dunkelfeldbildes gelegt. Dieses soll Information über die nicht auflösbare Mikrostruktur eines untersuchten Objektes geben und somit einen Mehrwert gegenüber dem Absorptions- und Phasenbild in der medizinischen Bildgebung oder zerstörungsfreien Prüfung liefern. Das Dunkelfeld zeigt aber auch ungewünschte Signale bei Strahlauflösung oder Streustrahlung. Strahlauflösungsdunkelfeld sollte durch das Design des Hochenergieaufbaus minimiert werden. Das hat sich in Simulationen und Messungen mit PMMA über einen Bereich von 60 bis 120 kVp bestätigt. Selbst bei PMMA Dicken über 20 cm, die die Strahlungsintensität sehr stark schwächen, wurde die Visibilität nur geringfügig verringert und es konnte nur ein sehr geringes Aufhärzungsdunkelfeld beobachtet werden. Das macht die Untersuchung solch stark absorbierender Objekte im differentiellen Phasenbild und Dunkelfeld möglich.

Die zwischen Simulation und Messung auftretenden Diskrepanzen konnten über die Einbeziehung von Streustrahlung durch das Objekt in die Simulationsergebnisse erklärt werden. Streustrahlung wird normalerweise in der Wellenfeldsimulation außer Acht gelassen. Die Ergebnisse dieses Vergleichs zeigen deutlich, dass die Streustrahlung bei solch geringen Intensitäten in der Objektmessung von großer Bedeutung für das gemessene Dunkelfeld ist. In einer zukünftigen Arbeit könnte das mithilfe einer Mont-Carlo Simulation genauer untersucht werden. Das gewählte Modell, eine im Absorptionsbild experimentell bestimmte Streustrahlungsintensität zu nutzen um das Dunkelfeld zu korrigieren, ermöglicht es auch aus der herkömmlichen Radiographie bekannte Korrekturmethoden anzuwenden und damit das Dunkelfeld auch pixelweise und mit unterschiedlichen Streuintensitäten für Referenz- und Objektmessung zu korrigieren.

Die Visibilität ist abhängig von der Struktur des Analysatorgitters. Im Optimalfall sollte es voll absorbierende Gitterstege haben. Da es aber in der Realität Stützstege zu Stabilisierung der Stege bei den hohen Aspektverhältnissen benötigt, ist die Visibilität verringert. Dies wurde mit zwei unterschiedlichen Ansätzen in der Simulation untersucht. Einerseits mit einer Kombination aus eindimensionalen Simulationen und andererseits mit einer vollen zweidimensionalen Simulation. Beide liefern ähnliche Ergebnisse und können den festgestellten Unterschied in den Referenzvisibilitäten in der herkömmlichen eindimensionalen Simulation und der Messung zum

großen Teil erklären.

In einem zweiten Teil wurde die Richtungsabhängigkeit des Dunkelfeldes für glasfaserverstärkten Kunststoff untersucht. Es zeigte sich ein großes Potential in der Charakterisierung eines solchen Bauteils durch Dunkelfeldbildung im Talbot-Lau Interferometer. Im Lichtmikroskop konnte gezeigt werden, dass ein solches Material in der Mikrostruktur im Detail sehr kompliziert aufgebaut sein kann, dass es aber dennoch statistische Merkmale gibt, die im Dunkelfeld sehr gut dargestellt werden können. So zum Beispiel die allgemeine Richtung der orientierten Fasern, der Grad der Orientierung oder der Volumenanteil der Fasern. Gerade diese statistischen Eigenschaften der Mikrostruktur bestimmen die Zuverlässigkeit eines makroskopischen Bauteils in der praktischen Anwendung. Es ist also mit dem Talbot-Lau Interferometer möglich ein großes Bauteil ohne viel Aufwand hinsichtlich seiner Mikrostruktur zu untersuchen. Damit eignet sich die richtungsabhängige Dunkelfeldbildung als zerstörungsfreies Prüfverfahren bei der Qualitätssicherung in der Produktion oder bei der Charakterisierung und Optimierung des Herstellungsprozesses in der Industrie.

Bei dem untersuchten Bauteil konnte die Annahme getroffen werden, dass sich über die Länge des Bauteils zwar der Volumenanteil an Glasfasern nicht verändert, aber scheinbar die räumliche Orientierung. Dies könnte in Zukunft zum Beispiel mit MikroCT Aufnahmen überprüft werden.

Volumenanteil und Orientierung der Fasern sind stark von den verschiedenen Prozessparametern bei der Herstellung von Spritzgussbauteilen abhängig, deren korrekte Einstellung viel Erfahrung und Ausprobieren benötigt. Dabei könnte die Dunkelfeld-Röntgenbildung eine Hilfe sein.

A. Aufhärtungsdunkelfeld im Hochenergieaufbau

An dieser Stelle sind die Messungen und Simulationen zur Aufhärtung durch verschiedene Dicken PMMA im Hochenergieaufbau aus Kapitel 4.1 für alle zehn Beschleunigungsspannungen von 60 bis 120 kVp zusammengefasst. Die Simulation zeigt die Ergebnisse der Wellenfeldsimulation ohne (orange Kurven) und mit dem Modell der Streustrahlung (grüne Kurve) aus Gleichung 4.3 und den Werten für die Intensität der Streustrahlung aus Abbildung 4.15.

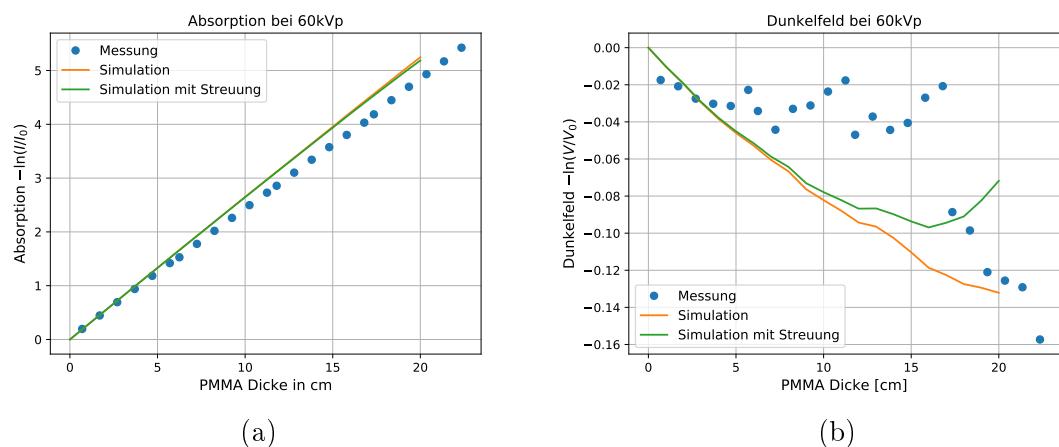


Abbildung A.1.: 60 kVp

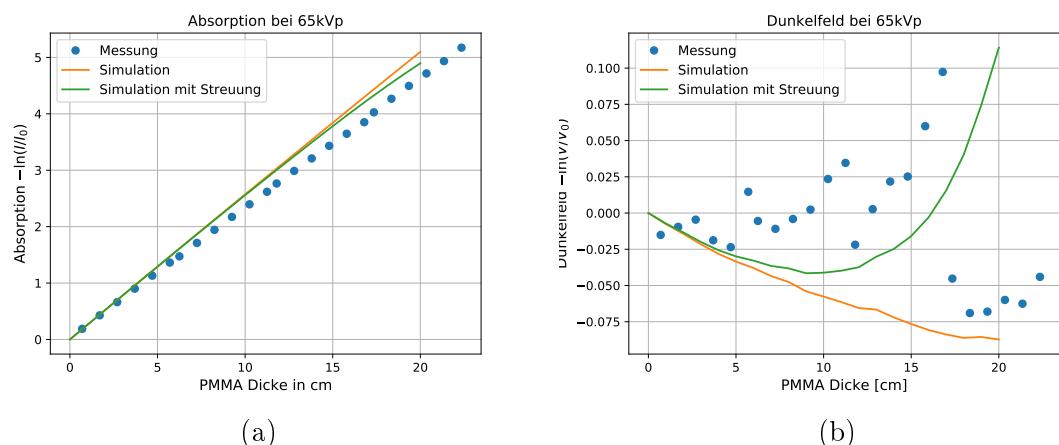


Abbildung A.2.: 65 kVp

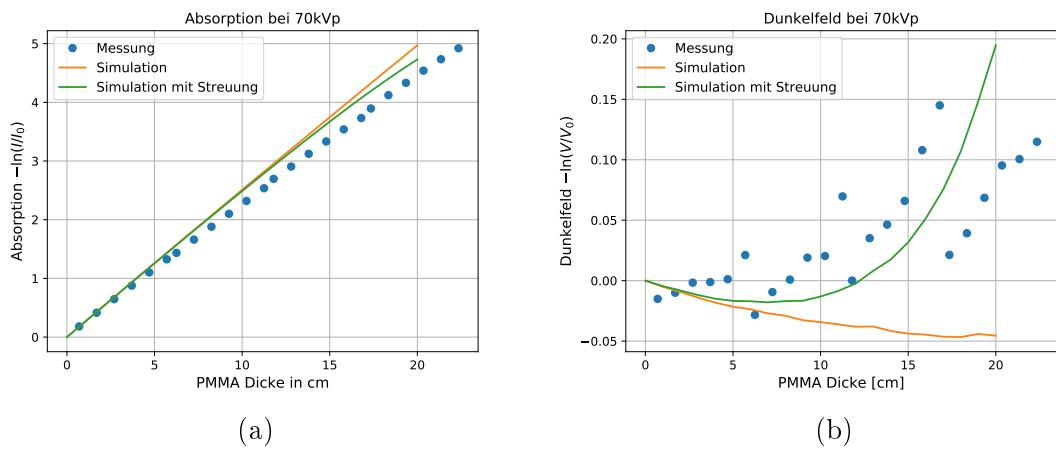


Abbildung A.3.: 70 kVp

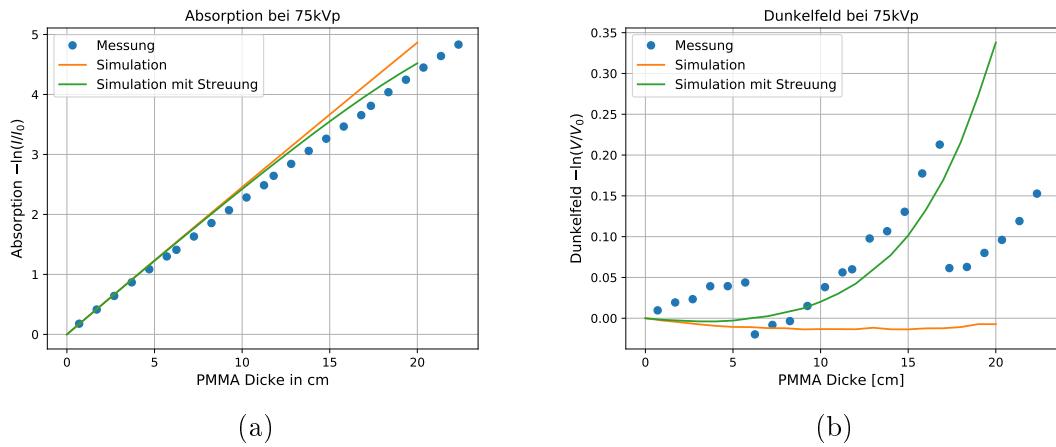


Abbildung A.4.: 75 kVp

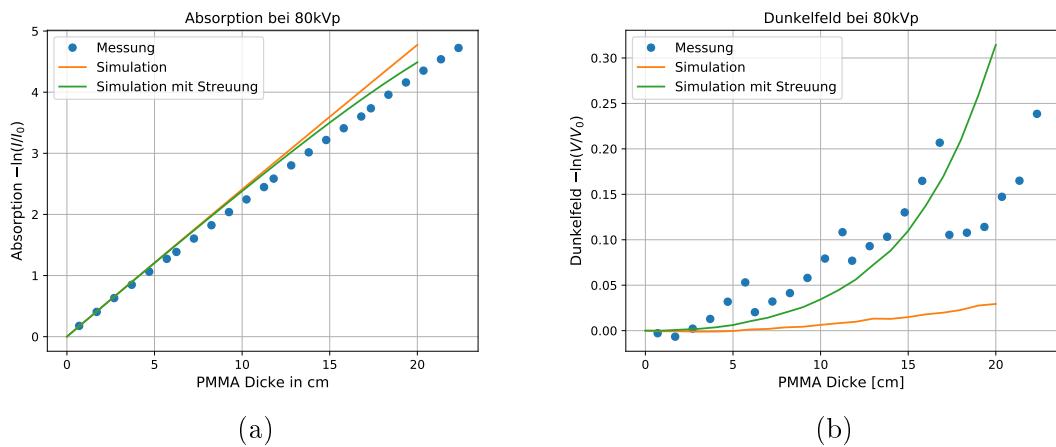
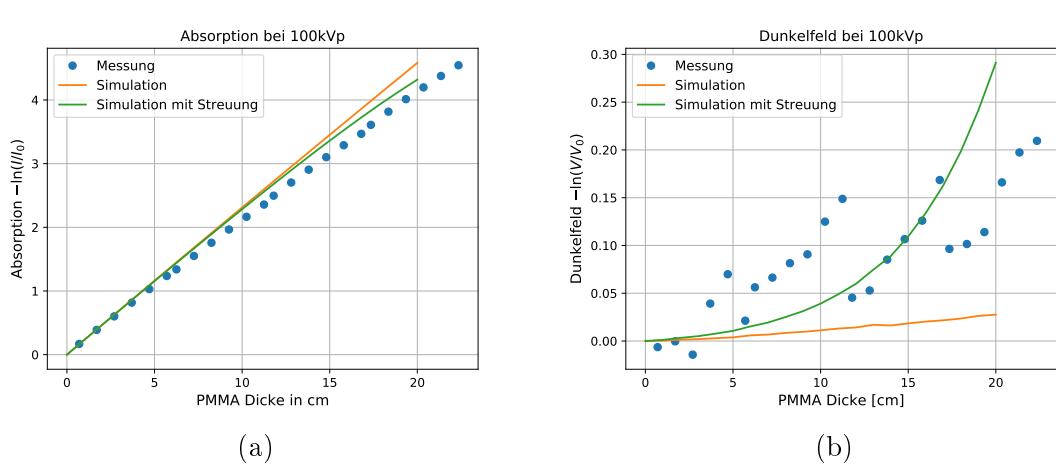
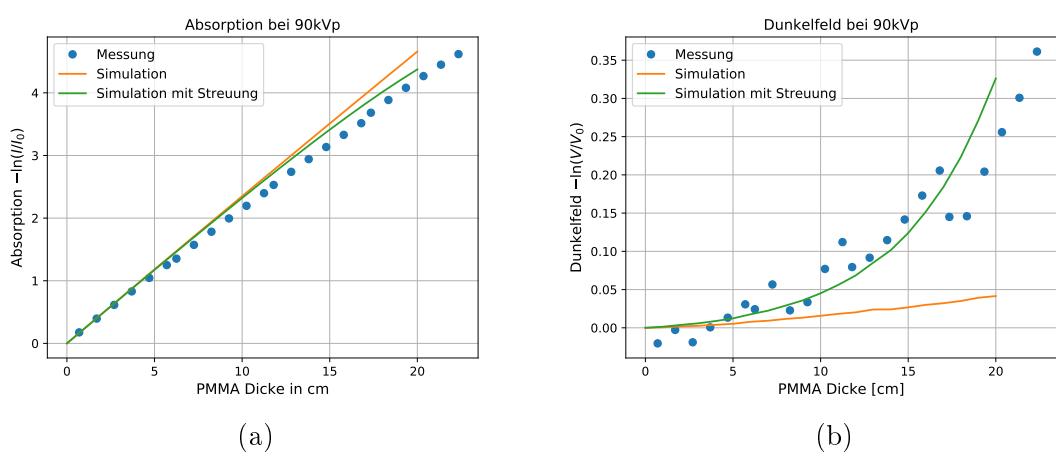
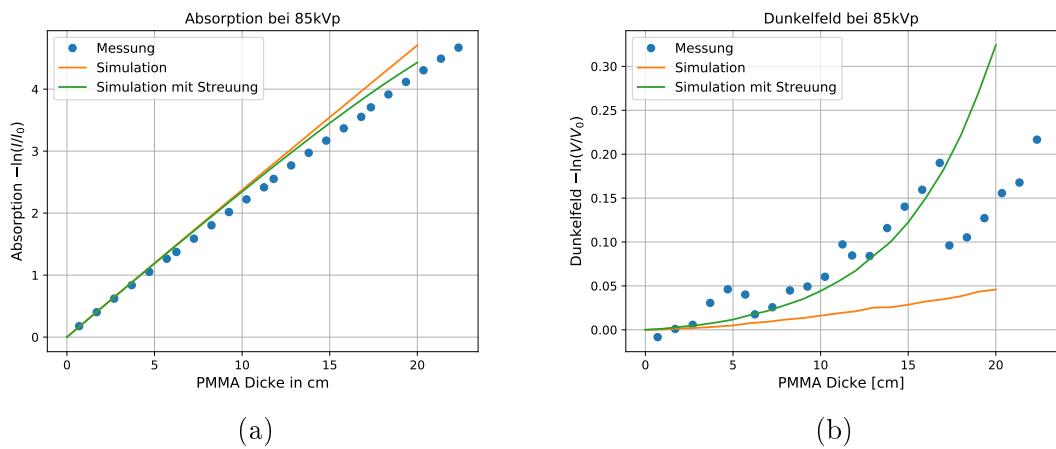


Abbildung A.5.: 80 kVp



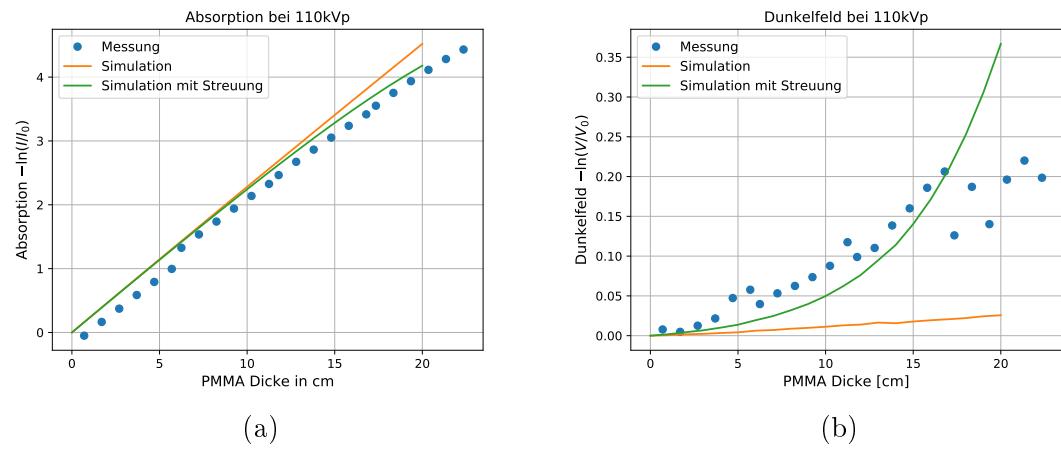


Abbildung A.9.: 110 kVp

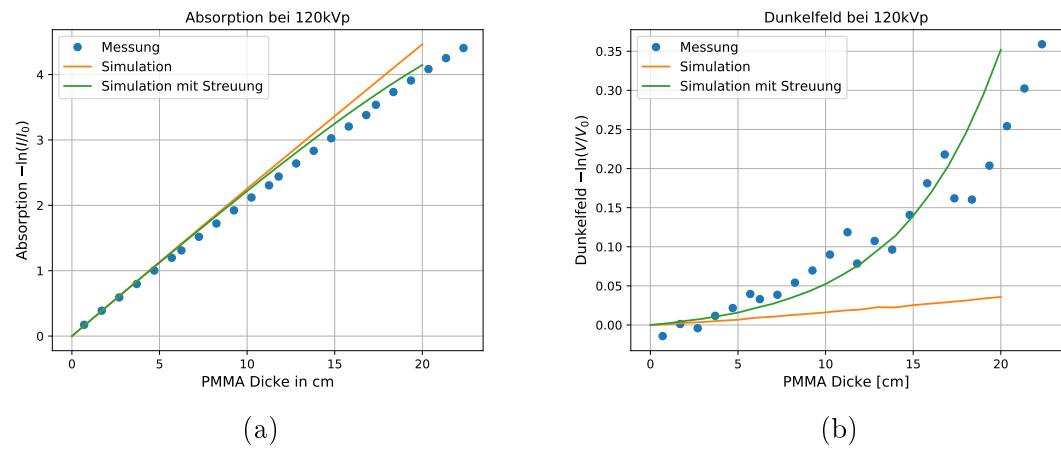


Abbildung A.10.: 120 kVp

Literatur

- [AL94] Victor Arrizón und E. López-Olazagasti. „Binary phase grating for array generation at 1/16 of Talbot length“. In: *IOSA Communications* (1994).
- [Att07] David Attwood. *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications*. Cambridge University Press, 2007. DOI: [10 . 1017/CBO9781139164429](https://doi.org/10.1017/CBO9781139164429).
- [Bar10] Peter Bartl. „Phasenkontrast-Bildgebung mit photonenzählenden Detektoren“. Diss. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2010.
- [Bay+13] Florian Ludwig Bayer u. a. „Projection angle dependence in grating-based X-ray dark-field imaging of ordered structures“. In: *Optics Express* 21.17 (2013), S. 19922–19933. ISSN: 1094-4087. DOI: [10 . 1364 / 0E . 21 . 019922](https://doi.org/10.1364/OE.21.019922).
- [Bay+14] Florian Ludwig Bayer u. a. „Reconstruction of scalar and vectorial components in X-ray dark-field tomography“. In: *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* 111.35 (2014), S. 12699–12704. ISSN: 1091-6490. DOI: [10 . 1073 / pnas . 1321080111](https://doi.org/10.1073/pnas.1321080111).
- [Bay14] Florian Bayer. „Materialcharakterisierung mithilfe der Röntgen Phasenkontrastbildgebung“. Diss. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2014.
- [Bec+09] Martin Bech u. a. „Soft-tissue phase-contrast tomography with an x-ray tube source“. In: *Physics in medicine and biology* 54.9 (2009), S. 2747–2753. ISSN: 0031-9155. DOI: [10 . 1088 / 0031 - 9155 / 54 / 9 / 010](https://doi.org/10.1088/0031-9155/54/9/010).
- [Bec+10] Martin Bech u. a. „Quantitative x-ray dark-field computed tomography“. In: *Physics in medicine and biology* 55.18 (2010), S. 5529–5539. ISSN: 0031-9155. DOI: [10 . 1088 / 0031 - 9155 / 55 / 18 / 017](https://doi.org/10.1088/0031-9155/55/18/017).
- [Bec+12] Martin Bech u. a. „Experimental validation of image contrast correlation between ultra-small-angle X-ray scattering and grating-based dark-field imaging using a laser-driven compact X-ray source“. In: 1 (Jan. 2012).

Literatur

- [Ber+10] M.J. Berger u. a. *XCOM: Photon Cross Sections Database*. Accessed: 2018-01-04. NIST - National Institute of Standards und Technology. Nov. 2010. URL: <https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database>.
- [BS88] J. M. Boone und J. A. Seibert. „Monte Carlo simulation of the scattered radiation distribution in diagnostic radiology“. In: *Medical Physics* 15.5 (1988), S. 713–720. ISSN: 0094-2405. DOI: 10.1118/1.596185.
- [But18] P. Butler. *SasView for Small Angle Scattering Analysis*. 24. Jan. 2018. URL: www.sasview.org.
- [Cha+11] Michael Chabior u. a. „Beam hardening effects in grating-based x-ray phase-contrast imaging“. In: *Medical Physics* 38.3 (2011), S. 1189. ISSN: 00942405. DOI: 10.1118/1.3553408.
- [Cha00] C. T. Chantler. „Detailed Tabulation of Atomic Form Factors, Photoelectric Absorption and Scattering Cross Section, and Mass Attenuation Coefficients in the Vicinity of Absorption Edges in the Soft X-Ray (Z=30–36, Z=60–89, E=0.1 keV–10 keV), Addressing Convergence Issues of Earlier Work“. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 29.4 (2000), S. 597–1056. DOI: 10.1063/1.1321055. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.1321055>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1321055>.
- [Cip+14] Silvia Cipiccia u. a. „Inclusion of coherence in Monte Carlo models for simulation of x-ray phase contrast imaging“. In: *Optics Express* 22.19 (2014), S. 23480–23488. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.22.023480.
- [Eng+07] Martin Engelhardt u. a. „High-resolution differential phase contrast imaging using a magnifying projection geometry with a microfocus x-ray source“. In: *Applied Physics Letters* 90.22 (2007), S. 224101. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.2743928.
- [FLM09] Shao-Yun Fu, Bernd Lauke und Yiu-Wing Mai. *Introduction to short fibre reinforced polymer composites*. Woodhead Publishing Series in Composites Science and Engineering. Woodhead Publishing, 2009. ISBN: 978-1-84569-269-8. DOI: <https://doi.org/10.1533/9781845696498.1>.
- [FLS63] R.P. Feynman, R.B. Leighton und M.L. Sands. *The Feynman Lectures on Physics*. The Feynman Lectures on Physics Bd. 1. Addison-Wesley, 1963. ISBN: 9780201021165. URL: <https://books.google.de/books?id=UtJEAAAAIAAJ>.

- [Fow75] Grant R. Fowles. *Introduction to Modern Optics*. 1975.
- [Fre+04] N. Freud u. a. „Deterministic simulation of first-order scattering in virtual X-ray imaging“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 222.1 (2004), S. 285–300. ISSN: 0168-583X. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2004.01.001>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X04000072>.
- [Gui63] A. Guinier. *X-Ray Diffraction - In Crystals, Imperfect Crystals, and Amorphous Bodies*. W. H. Freeman, Company, San Francisco und London, 1963.
- [GWA03] J. Giersch, A. Weidemann und G. Anton. „ROSI - An object-oriented and parallel-computing Monte Carlo simulation for X-ray imaging“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 509.1-3 (2003). cited By 86, S. 151–156. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01564-X.
- [Hau13] Christian Hauke. „Optimierung eines Aufbaus der Interferometrischen Röntgenbildgebung“. Bachelorarbeit. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2013.
- [Hau15] Christian Hauke. „Aufbau und Charakterisierung eines Hochenergie-Interferometers für die gitterbasierte Phasenkontrast-Röntgenbildgebung“. Masterarbeit. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 28. Sep. 2015.
- [Hub+75] J. H. Hubbell u. a. „Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross sections“. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 4.3 (1975), S. 471–538. DOI: 10.1063/1.555523. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.555523>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.555523>.
- [Jen+10a] Torben Haugaard Jensen u. a. „Directional x-ray dark-field imaging“. In: *Physics in medicine and biology* 55.12 (2010), S. 3317–3323. ISSN: 0031-9155. DOI: 10.1088/0031-9155/55/12/004.
- [Jen+10b] Torben Haugaard Jensen u. a. „Directional x-ray dark-field imaging of strongly ordered systems“. In: *Physical Review B* 82.21 (2010). ISSN: 1098-0121. DOI: 10.1103/PhysRevB.82.214103.

Literatur

- [Jen10] Torben Haugaard Jensen. „Refraction and scattering based x-ray imaging“. Dissertation. Kopenhagen: University of Copenhagen, 2010.
- [KMA08] Yiannis Kyriakou, Michael Meyer und Willi A Kalender. „NOTE: Technical note: comparing coherent and incoherent scatter effects for cone-beam CT“. In: 53 (Juni 2008), N175–85.
- [KN29] O. Klein und Y. Nishina. „Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac“. In: *Zeitschrift für Physik* 52.11 (1929), S. 853–868. ISSN: 0044-3328. DOI: 10.1007/BF01366453.
- [Koe+16] Thomas Koenig u. a. „On the origin and nature of the grating interferometric dark-field contrast obtained with low-brilliance x-ray sources“. In: *Physics in Medicine & Biology* 61.9 (2016), S. 3427. URL: <http://stacks.iop.org/0031-9155/61/i=9/a=3427>.
- [Lau48] Ernst Lau. „Beugungerscheinungen an Doppelrastern“. In: *Annalen der Physik* (19. Apr. 1948).
- [Leo87] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. 1987.
- [Lud16] Veronika Ludwig. „Directional dark-field imaging with a helical computed tomography scanning system“. IMPRS Minithesis. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 11. Juli 2016.
- [Lyn+11] Susanna K. Lynch u. a. „Interpretation of dark-field contrast and particle-size selectivity in grating interferometers“. In: *Applied Optics* 50.22 (2011), S. 4310–4319. ISSN: 0003-6935. DOI: 10.1364/AO.50.004310.
- [Mal13] Andreas Dominik Malecki. „X-Ray Tensor Tomography: From Two-Dimensional Directional X-Ray Dark-Field Imaging to Three Dimensions“. Dissertation. München: Technische Universität München, 2013.
- [Mic+13] Thilo Michel u. a. „On a dark-field signal generated by micrometer-sized calcifications in phase-contrast mammography“. In: *Physics in medicine and biology* 58.8 (2013), S. 2713–2732. ISSN: 0031-9155. DOI: 10.1088/0031-9155/58/8/2713.
- [Mom+03] Atsushi Momose u. a. „Demonstration of X-Ray Talbot Interferometry“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 42 (2003), S. 866–868.

- [MS15] P. Meyer und J. Schulz. „Chapter 16 - Deep X-ray Lithography“. In: *Micromanufacturing Engineering and Technology (Second Edition)*. Hrsg. von Yi Qin. Second Edition. Micro and Nano Technologies. Boston: William Andrew Publishing, 2015, S. 365–391. ISBN: 978-0-323-31149-6. DOI: 10.1016/B978-0-323-31149-6.00016-5. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780323311496000165>.
- [Pag06] David Paganin. *Coherent X-ray optics*. Oxford Series on Synchrotron Radiation 6. Oxford University Press, 2006.
- [Pel+16] Georg Pelzer u. a. „A beam hardening and dispersion correction for x-ray dark-field radiography“. In: *Medical Physics* 43.6 (2016), S. 2774–2779. ISSN: 2473-4209. DOI: 10.1118/1.4948671. URL: <http://dx.doi.org/10.1118/1.4948671>.
- [Pfe+06] Franz Pfeiffer u. a. „Phase retrieval and differential phase-contrast imaging with low-brilliance X-ray sources“. In: *Nature Physics* 2.4 (2006), S. 258–261. ISSN: 1745-2473. DOI: 10.1038/nphys265.
- [Pfe+08] Franz Pfeiffer u. a. „Hard-X-ray dark-field imaging using a grating interferometer“. In: *Nature materials* 7.2 (2008), S. 134–137. ISSN: 1476-1122. DOI: 10.1038/nmat2096.
- [Phi15] Cattin Philippe. *University of Basel - Imaging Modalities: X-ray, CT - Biomedical Image Analysis*. 2015. URL: <https://miac.unibas.ch/BIA/08-Xraymedia/>.
- [PWD06] Franz Pfeiffer, Timm Weitkamp und Christian David. „X-ray phase contrast imaging using a grating interferometer“. In: *europhysicsnews* 37 (2006).
- [Rev+12] Vincent Revol u. a. „Orientation-selective X-ray dark field imaging of ordered systems“. In: *Journal of Applied Physics* 112.11 (2012), S. 114903. ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.4768525.
- [Rie+13] Jens Rieger u. a. „Grating-based dark-field breast imaging“. In: *SPIE Medical Imaging*. Hrsg. von Robert M. Nishikawa und Bruce R. Whiting. SPIE Proceedings. SPIE, 2013, S. 866810. DOI: 10.1117/12.2007849.
- [Rie12] Jens Rieger. „Optimierungen und Messungen im Hinblick auf einen mammographischen Röntgen-Phasenkontrastaufbau“. Diplomarbeit. Physikalisches Institut der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2012.

Literatur

- [Rit+14] André Ritter u. a. „Simulation framework for coherent and incoherent X-ray imaging and its application in Talbot-Lau dark-field imaging“. In: *Opt. Express* 22.19 (2014), S. 23276–23289. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.22.023276.
- [Rit15] André Ritter. „X-ray Talbot-Lau interferometry: Simulation and optimization“. Diss. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2015.
- [Sol13] REHAU Unlimited Polymer Solutions, Hrsg. *RAUGEO Systemtechnik, Innovativ Heizen, Kühlen und Sparen mit Erdwärme*. 1. Mai 2013.
- [Str14] M. Strobl. „General solution for quantitative dark-field contrast imaging with grating interferometers“. In: *Scientific reports* 4 (2014), S. 7243. ISSN: 2045-2322. DOI: 10.1038/srep07243.
- [Sul97] Thomas J. Suleski. „Generation of Lohmann images from binary-phase Talbot array illuminators“. In: *Applied Optics* 36.20 (1997), S. 4686. ISSN: 0003-6935. DOI: 10.1364/AO.36.004686.
- [Tal36] William Henry Fox Talbot. „LXXVI. Facts relating to optical science. No. IV“. In: *Philosophical Magazine Series 3* 9.56 (1836), S. 401–407. ISSN: 1941-5966. DOI: 10.1080/14786443608649032.
- [Tho09] A.C. Thompson. *X-ray Data Booklet*. Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California, 2009. URL: <https://http://cxro.lbl.gov//PDF/X-Ray-Data-Booklet.pdf>.
- [Web13] Thomas Weber. „Untersuchung zur gitterbasierten Phasenkontrast- Röntgenbildgebung in polychromatischen Strahlungsfeldern“. Diss. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2013.
- [Wei+05] Timm Weitkamp u. a. „X-ray wavefront analysis and optics characterization with a grating interferometer“. In: *Applied Physics Letters* 86.5 (2005), S. 54101. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.1857066.
- [Wei+06] Timm Weitkamp u. a. „Tomography with grating interferometers at low-brilliance sources“. In: *Optics & Photonics*. Hrsg. von Ulrich Bonse. SPIE Proceedings. SPIE, 2006, 63180S-63180S-10. DOI: 10.1117/12.683851.
- [Wuc12] Lukas Wucherer. „Untersuchung von Bewegungsartefakten und spektraler Optimierung bei der Phasenkontrast Röntgenbildgebung“. Di-

plomarbeit. Physikalisches Institut der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1. März 2012.

- [Yas+10] Wataru Yashiro u. a. „On the origin of visibility contrast in x-ray Talbot interferometry“. In: *Opt. Express* 18.16 (2010), S. 16890–16901. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.18.016890.
- [YVM15] Wataru Yashiro, Patrik Vagovič und Atsushi Momose. „Effect of beam hardening on a visibility-contrast image obtained by X-ray grating interferometry“. In: *Optics Express* 23.18 (2015), S. 23462. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.23.023462.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich noch ganz herzlich bei all denjenigen bedanken, die mich bei der Anfertigung dieser Masterarbeit unterstützt haben. Mein herzlicher Dank gilt ...

- ... Prof. Dr. Gisela Anton für die Überlassung des Themas und die Möglichkeit diese Arbeit in ihrer Gruppe zu einem Ende zu bringen.
- ... PD Dr. Thilo Michel für die Diskussionen über die Physik des Talbot-Lau Gitterinterferometers und die Übernahme der Zweitkorrektur.
- ... meinem Betreuer Georg Pelzer für die Unterstützung während dieser langen Zeit. Zusammen mit ...
- ... meinen weiteren Zimmerkollegen Jens Rieger und Florian Horn für die großartige Hilfe bei allen Fragestellungen, die sich während der Arbeit an diesem Thema ergeben haben und die freundschaftliche und lustige Atmosphäre.
- ... Andreas Artinger für die Hilfe bei der Umsetzung einer zweidimensionalen Simulation.
- ... den Mitgliedern der Arbeitsgruppe, Veronika Ludwig, Max Schuster, Maria Seifert, Christian Hauke, Andreas Wolf, Michael Gallersdörfer, Florian Schiffers und Thomas Rauch sowie allen weiteren Mitstreitern für die angenehme Zusammenarbeit.
- ... meiner Familie und ganz besonders meiner Mutter Lieselotte für die auch in schwierigen Zeiten bedingungslose Unterstützung während meines Studiums. Ich konnte mich immer auf Euch verlassen.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit bestätige ich, Johannes Wandner, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Johannes Wandner

Erlangen, 16.02.2018