

Konzeption, Umsetzung und Evaluierung eines linsenlosen projektiven Röntgenmikroskopes

Dissertation zur Erlangung des
naturwissenschaftlichen Doktorgrades
der Julius-Maximilians-Universität Würzburg

vorgelegt von

Thomas Konrad Ebensperger

aus Fürth

Würzburg, 2014

Eingereicht am: 17.12.2014
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. Randolph Hanke
2. Gutachter: Prof. Dr. Peter Jakob
der Dissertation

Vorsitzender: Prof. Dr. Edwin Batke
1. Prüfer: Prof. Dr. Randolph Hanke
2. Prüfer: Prof. Dr. Peter Jakob
3. Prüfer: Prof. Dr. Hays Hinrichsen
im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 15.07.2015

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Kurzzusammenfassung

Diese Arbeit befasst sich mit der Konzeption, Umsetzung und Charakterisierung eines Röntgenmikroskops für harte Röntgenstrahlung mit der Möglichkeit zur dreidimensionalen Bildgebung. Der vorgestellte Aufbau basiert auf geometrischer Vergrößerung und verzichtet im Gegensatz zu anderen Röntgenmikroskopiemethoden auf den Einsatz optischer Elemente. Dreidimensionale Bildgebung wird durch einen linearlaminographischen Aufnahmemodus realisiert, bei dem unterschiedliche Durchstrahlungsrichtungen durch das Objekt durch eine relative Verschiebung von Quelle und Detektor zustande kommen.

Die Röntgenquelle des Mikroskops besteht aus einer zu einer Nanofokusröntgenröhre umgebauten Elektronenmikrosonde mit 30 kV Beschleunigungsspannung (dies entspricht einer Wellenlänge von bis zu 0,041 nm). Durch die Elektronenoptik kann ein intensiver Elektronenstrahl anstelle einer Probe auf ein Transmissionstarget fokussiert werden. In dieser Arbeit wird eine Möglichkeit evaluiert, die Schichtdicke der röntgenaktiven Schicht des Transmissionstargets für die gegebene Beschleunigungsspannung zu optimieren. Dabei werden eine Schichtdicke für maximale Röntgenleistung (700 nm Wolfram) und eine für maximale Röntgenleistung bezogen auf die entstehende Quellfleckgröße (100 nm Wolfram) identifiziert. Dadurch erreicht dieses System eine laterale Ortsauflösung von 197 nm, gemessen an einem Siemensstern. Diese ist eine Größenordnung besser als bei modernen Sub μ CT-Anlagen, die zur zerstörungsfreien Prüfung eingesetzt werden, und einen Faktor 2 besser als bei Laborröntgenmikroskopen basierend auf Fresnel'schen Zonenplatten.

Abgesehen von der lateralen Auflösung bei hochkontrastigen Objekten werden auch die Abbildungseigenschaften für schwach absorbierende Proben mit Inline-Phasenkontrastbildung untersucht. Dazu wird eine Methode entwickelt mit der anhand der gegebenen Anlagenparameter der optimale Quell-Objekt-Abstand zur Maximierung des Fringe-Kontrasts gefunden werden kann. Dabei wird die Ausprägung des Fringe-Kontrasts auf die Phase $-i\alpha$ zurückgeführt. Das vorgeschlagene Modell wird durch Messungen am Röntgenmikroskop und an einer weiteren Röntgenanlage verifiziert.

Zur Beurteilung der dreidimensionalen Bildgebung mit dem vorgeschlagenen linearlaminographischen Aufnahmemodus kann dieser auf eine konventionelle Computertomographie mit eingeschränktem Winkelbereich zurückgeführt werden und so die maximal erreichbare Winkelinformation bestimmt werden. Des Weiteren werden numerische Berechnungen durchgeführt, um die Einflüsse von Rauschen und geometrischen Vorgaben einschätzen zu können. Ein experimenteller Test des Laminographiesystems wird anhand eines hochkontrastigen (Fresnel'sche Zonenplatte) und eines niederkontrastigen Objekts (Kohlefasergewebe) durchgeführt. Es zeigte sich, dass die laterale Auflösung während der dreidimensionalen Rekonstruktion gut erhalten bleibt, die Tiefenauflösung aber nicht die gleiche Qualität erreicht. Außerdem konnte festgestellt werden, dass die Tiefenauflösung sehr stark von der Geometrie und Zusammensetzung des untersuchten Objekts abhängt.

Abstract

The general topic of this thesis is the design, setup and characterization of a hard x-ray microscope with 3D imaging capability. The presented setup is based on geometric magnification and does not make use of x-ray optical elements in contrast to most other methods for x-ray microscopy. Three dimensional imaging is realized using a linear laminographic imaging mode which uses a relative linear displacement of source and detector to realize different views through the object.

The x-ray source of the setup is based on an electron probe micro analyzer with 30 kV acceleration voltage that has been refitted to serve as a nano focus x-ray source producing x-rays with a wavelength down to 0.041 nm. By means of the used electron optics a highly intense electron beam can be focused on a transmission target. In this thesis a method of optimizing the thickness of the x-ray source layer of the target for a given acceleration voltage is evaluated. Thus, two thicknesses for the used tungsten target can be identified: one for maximum x-ray yield (700 nm) and one for maximum yield per source size (100 nm). With the optimized targets a lateral resolution of 197 nm can be achieved. This is an improvement of one order of magnitude compared to state-of-the-art sub-micron CT setups for non-destructive testing and an improvement of a factor of 2 compared to laboratory setups using Fresnel zone plates.

In addition to resolution tests at high contrast specimens, the imaging of weakly absorbing specimens is addressed. Therefor, a method for identifying the optimal source object distance for a given imaging setup in order to maximize the fringe contrast in inline phase contrast imaging has been developed by maximizing the absolute value of the phase of the Fresnel propagator $-i\alpha$. This method has been verified by experiments at the proposed microscope and with an x-ray imaging setup using a liquid metal jet anode.

To assess the 3D imaging capabilities of the setup, the laminographic imaging mode can be described as a conventional computed tomography with limited scanning angle. This allows an assessment of the accessible volume information. Furthermore, numerical experiments have been performed to evaluate the influence of noisy projections and geometric inaccuracies. An experimental test of the laminographic system has been conducted using both a high-contrast specimen (Fresnel zone plate) and a low-contrast specimen (carbon fibre mesh). The lateral resolution of the single projections can be transferred to the 3D volumes. The depth resolution, however, does not reach the same quality due to the limited information. Furthermore, it can be stated that depth resolution is highly dependent on the scanned specimen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Warum Röntgenmikroskopie?	1
1.2	Methoden der Röntgenmikroskopie	2
1.3	Zielsetzung und Aufbau der vorliegenden Arbeit	3

Grundlagen

2	Erzeugung von Röntgenstrahlen	9
2.1	Bremsstrahlung	9
2.2	Charakteristische Strahlung	10
2.3	Quellfleckgrößen in Mikrofokusröntgenröhren	11
3	Photonenzählende Halbleiterdetektoren – Der Medipix2-Detektor	15
3.1	Aufbau des Medipix2-Quad	15
3.2	Energieschwellenmodus – Prinzip	15
4	Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie	17
4.1	Teilchenwechselwirkungen	17
4.2	Fresnelbeugung und Phasenkontrast	20
5	Grundlagen der zwei- und dreidimensionalen Schnittbildgebung mit Röntgenstrahlen	25
5.1	Schnittbildgebung durch Rotation des Objekts	25
5.2	Schnittbildgebung durch Bewegung von Quelle und Detektor	26
5.2.1	Rekonstruktion laminographischer Datensätze	28
5.2.2	Tiefenauflösung bei Schnittbildgebung mit eingeschränktem Winkelbereich	29

Projektionsmikroskopie

6	Röntgenmikroskopie auf Basis geometrischer Vergrößerung	35
6.1	Konzeption eines Projektionsmikroskops	35
6.2	Konzept zur dreidimensionalen Bildgebung	39

7	Optimierung von Transmissionstargets in Nanofokusröntgenquellen	43
7.1	Materialien und Methoden	43
7.1.1	Schichtdickenoptimierung mit ROSI	43
7.1.2	Brennfleckmessungen und Bestimmung der flächenbezogenen Röntgenleistung	44
7.1.3	Auflösung und Detailerkennbarkeit	44
7.2	Ergebnisse	44
7.2.1	Targetoptimierung	44
7.2.2	Auflösungstests	46
7.3	Diskussion	46
8	Detektorcharakterisierung	51
8.1	Bestimmung der detektoreigenen Modulationstransferfunktion unter verschiedenen Bestrahlungswinkeln	51
8.2	Ergebnisse	52
8.3	Diskussion	53
9	Phasenkontrastbildgebung	57
9.1	Theoretische Betrachtung der Phasenkontrastbildgebung mit Laborröntgenquellen	57
9.2	Experimentelle Überprüfung	61
9.2.1	Materialien und Methoden	61
9.2.2	Ergebnisse	63
9.3	Diskussion	63

Dreidimensionale Bildgebung

10	Laminographie	69
10.1	Theoretische Betrachtungen	69
10.1.1	Materialien und Methoden	69
10.1.2	Ergebnisse	71
10.1.3	Diskussion und Interpretation	78
10.2	Laminographische Mikroskopie	78
10.2.1	Materialien und Methoden	78
10.2.2	Ergebnisse	80
10.2.3	Diskussion	83

Abschließende Diskussion

11	Abschließende Diskussion und Zusammenfassung	89
12	Ausblick	93

Anhang

A	Beurteilung der Bildqualität in Röntgenaufnahmen	97
A.1	Punktspreizfunktion und Modulationstransferfunktion	97
A.2	Rayleigh-Kriterium zur Auflösungsbestimmung	98
A.3	Rauschgrößen und Kontrast	100
	Symbolverzeichnis	103
	Literaturverzeichnis	105

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Warum Röntgenmikroskopie?

Mikroskopie ist bereits seit dem 17. Jahrhundert eine für die Naturwissenschaften wichtige Forschungsmethode. Die Erfindung zusammengesetzter optischer Mikroskope wird oft Hans und Zacharias Janssen zugeschrieben, wobei das Prinzip der Vergrößerung mit Wasserlinsen bereits weit vorher bekannt war [47]. Daran schließt sich eine kontinuierliche Weiterentwicklung der Mikroskopie an.

Die optische Mikroskopie hat so die Naturwissenschaften fast 300 Jahre lang vorangebracht. In modernen Fragestellungen tritt allerdings einer der wesentlichen Nachteile eines Lichtmikroskops zu Tage: Durch das Abbe-Limit können nur Strukturen aufgelöst werden, die in der gleichen Größenordnung liegen wie die Wellenlänge des verwendeten Lichts [2], also etwa $0,5\ \mu\text{m}$. Fragestellungen aus den Materialwissenschaften oder Naturwissenschaften benötigen allerdings eine bessere Auflösung zur Bildgebung im Submikrometer-Bereich. Um diese Fragestellungen bearbeiten zu können, wurde eine Vielzahl von unterschiedlichen Mikroskopiemethoden entwickelt, um das Abbe-Limit zu umgehen oder andere Kontrastmechanismen auszunutzen. Die besondere Bedeutung der Mikroskopie wird auch an der Zahl der Nobelpreise deutlich, die für die Entwicklung neuer Mikroskopiemethoden vergeben wurden.

Darunter befinden sich z. B. das Elektronenmikroskop (geteilter Nobelpreis für Physik 1986), welches das Abbe-Limit durch die Verwendung von Elektronen an Stelle von sichtbarem Licht deutlich kleineren Wellenlängen verschiebt. Elektronen haben eine deutlich kleinere Materiewellenlänge ($E = 30\ \text{keV}$ entspricht $\lambda = 1,7 \cdot 10^{-12}\ \text{m}$). Die Auflösung ist in Elektronenmikroskopen dadurch nicht durch die Wellenlänge der Materiewellen begrenzt, sondern durch geometrische und chromatische Abberation der elektromagnetischen Linsen [37]. Transmissionselektronenmikroskope erreichen so eine Auflösung von bis zu $0,1\ \text{nm}$ [33]. Allerdings arbeiten Elektronenmikroskope im Vakuum, was besondere Anforderungen an die untersuchten Objekte stellt und die limitierte Eindringtiefe (etwa $100\ \text{nm}$) macht eine aufwändige Probenpräparation nötig.

Die Rastersondenmikroskopie, darunter im Besonderen das Rastertunnelmikroskop (geteilter Nobelpreis für Physik 1986), verwendet eine mikroskopische Sonde, um die Oberfläche einer Probe abzurastern [12]. Durch die Antwort der Sonde kann auf die Oberflächenstruktur der untersuchten Probe zurück geschlossen werden. Die Interaktion zwischen Sonde und Probe kann unterschiedlicher Natur sein. Bei der Rastertunnelmikroskopie wird ein Tunnelstrom zwischen Sonde und Probe gemessen, der vom Abstand zwischen Sonde und Probe und

von der lokalen elektronischen Zustandsdichte am abgerasterten Ort abhängt [73]. So kann ein sub-atomar aufgelöstes Abbild der abgerasterten Oberfläche erzeugt werden. Ein großer Nachteil ist, dass bei der Rastersondenmikroskopie immer nur die Oberfläche einer Probe abgetastet werden kann. Ein Blick unter die Oberfläche bleibt verwehrt.

In der Fluoreszenzmikroskopie (Nobelpreis für Chemie 2014), speziell bei STED-Mikroskopen (*stimulated emission depletion*) und PALM (*photoactivated localization microscopy*), umgeht man die Beugungsbegrenzung des Abbe-Limits durch die Verwendung photoaktivierbarer fluoreszierender Markermoleküle. Mit diesen Markern werden die zu untersuchenden Objekte angefärbt. Das durch stimulierte Emission entstandene Licht wird zur Bildgebung verwendet. Dies geschieht entweder in einem Rasterprozess (STED) oder durch Betrachtung des Fernfeldes (PALM). Die so erzielte räumliche Auflösung liegt zwischen 35 nm und 70 nm für STED [78] und 25 nm für PALM [10]. Dadurch, dass Proben vor dem Untersuchen mit Markern angefärbt werden müssen, spielen Fluoreszenztechniken vor allem in der Biologie und Medizin eine große Rolle, fallen dadurch aber für die Materialwissenschaften aus.

Eine weitere Möglichkeit, Auflösungen unter dem Abbe-Limit von Lichtmikroskopen zu erzielen, ist elektromagnetische Strahlung kürzerer Wellenlänge zu verwenden. Diesen Ansatz verfolgt die Röntgenmikroskopie. Dabei entfallen die Nachteile der oben erwähnten Methoden. Da Röntgenstrahlung eine im Vergleich zu Elektronen große Eindringtiefe hat, kann auch das Innere eines Objekts betrachtet werden. Eine aufwändige Probenpräparation wie für Transmissionselektronen- oder Fluoreszenzmikroskopie entfällt aus dem gleichen Grund. Ein weiterer Vorteil von Röntgenmikroskopen ist, dass sie sich auch zu tomographischer Bildgebung eignen, wenn Objekte aus mehreren Blickrichtungen durchstrahlt werden können. Im folgenden Abschnitt wird ein kurzer Überblick über die möglichen Methoden der Röntgenmikroskopie gegeben.

1.2 Methoden der Röntgenmikroskopie

Grundsätzlich gibt es eine Reihe von Methoden, die hochauflösende Bildgebung mit Röntgenstrahlen erlauben. Eine nicht vollständige Unterteilung lässt sich anhand der Methoden vornehmen, mit der eine vergrößerte Abbildung des untersuchten Objekts realisiert wird.

Zum einen existieren Mikroskopieaufbauten, bei denen eine vergrößernde Abbildung – ähnlich wie bei einem Lichtmikroskop – mit mehreren optischen Elementen umgesetzt wird. Darunter fallen Röntgenmikroskope mit refraktiven Linsen (z. B. [51], [70]) oder Fresnel'schen Zonenplatten (z. B. [15]). In Abb. 1.1a ist beispielhaft die Funktionsweise eines Zonenplattenmikroskops dargestellt. Hier wird Strahlung aus einer Quelle mit einer Kondensorlinse fokussiert und damit das Objekt beleuchtet. Eine zweite Linse (auch Mikrozonplatte) bildet das Objekt vergrößert auf einen 2D-Detektor ab. Eine Lochblende zwischen Kondensator und Objekt dient dazu, Licht aus höheren Beugungsordnungen des Kondensators auszublenken. Solche Systeme werden sowohl an Synchrotron-Beamlines verwendet und erreichen dort eine sehr hohe Ortsauflösung von unter 30 nm [15] als auch an Laboraufbauten mit harter Röntgenstrahlung (Cu K_α) [75] und mit weicher Röntgenstrahlung (Wasserfenster zwischen 0,28 keV und 0,53 keV) mit einer Auflösung von 100 nm [57].

Neben diesen Vollfeldtechniken mit optischen Elementen können auch Rastermikroskope auf Basis fokussierter Röntgenstrahlung erdacht werden (siehe Abb. 1.1b). Dabei wird ein Punkt

des Objekts mit fokussierter Strahlung beleuchtet und die Transmission durch das Objekt gemessen. Dabei kommt kein Flächendetektor, sondern ein Punktdetektor zum Einsatz. Eine Abbildung des Objekts erfolgt über die Abrasterung der Probe mit dem fokussierten Strahl. Diese Technik wird auch als STXM (*scanning transmission x-ray microscopy*) bezeichnet. An Synchrotron-Beamlines können dabei Auflösungen unter 50 nm erzielt werden [77], [45]. Ein großer Nachteil dieser Methode ist, dass durch die verwendete weiche Strahlung die durchstrahlte Dicke, ähnlich dem Transmissionselektronenmikroskop, auf wenige 100 nm begrenzt ist.

Eine weitere Rastermikroskopiemethode kann mit einem ptychographischen Bildgebungsmodus [40] erreicht werden. Dabei wird das Objekt mit einem sehr eng begrenzten Strahl beleuchtet und für jeden Rasterpunkt ein Beugungsbild des jeweiligen Punkts aufgezeichnet. Aus den gemessenen Diffraktogrammen kann auf die ursprüngliche Struktur des Objekts zurückgeschlossen werden. Diese Methode wird bisher nur an Synchrotron-Beamlines angewandt, da nur dort genug Primärintensität zur Verfügung steht, um diese Messungen durchzuführen. Mit dieser Methode kann eine hohe Ortsauflösung von 65 nm mit harter Röntgenstrahlung (6,2 keV) erreicht werden [17]. Dabei ist zu beachten, dass diese Methode insbesondere das Problem des schwachen Absorptionskontrasts vieler biologischer Proben durch die Aufnahme der Diffraktogramme umgeht.

Neben diesen Methoden, bei denen Vergrößerung durch optische Elemente oder komplexe Algorithmik erreicht wird, kann auch ein einfacherer Ansatz verwendet werden. Da konventionelle Röntgenbildgebung wie ein Schattenwurf funktioniert, kann mit einer Röntgenquelle, die kegelförmig Licht abstrahlt, ein Objekt vergrößert auf einen 2D-Detektor projiziert werden (siehe Abb. 1.2). An Synchrotron-Beamlines realisiert man diese Aufnahmegeometrie mit einer fokussierenden Optik (z. B. Zonenlinse oder Kirkpatrick-Baez-Spiegel). Dabei kann mit harter Röntgenstrahlung (20,4 keV) eine Auflösung unter 100 nm erreicht werden [56].

Aufgrund der Einfachheit des experimentellen Aufbaus der vergrößernden Abbildung eignet sich diese Methode besonders, um Röntgenmikroskopie an Laborröntgenquellen mit harter Röntgenstrahlung umzusetzen. Um dies zu erreichen, müssen die Grenzen der konventionellen Röntgenbildgebung, wie sie in der Medizin und zerstörungsfreien Prüfung (ZfP) angewendet wird, erweitert werden. Im Moment ist das Auflösungsvermögen von ZfP-Röntgenanlagen zur Materialcharakterisierung etwa 1–2 Größenordnungen schlechter als bei typischen Mikroskopieaufbauten [25]. Diese Arbeit greift die bereits früh vorgeschlagene Methode auf, mit einem hochfokussierten Elektronenstrahl kleine Röntgenquellen zu erzeugen [16], [5] und erweitert diese um die Möglichkeit zur dreidimensionalen Bildgebung.

1.3 Zielsetzung und Aufbau der vorliegenden Arbeit

Diese Arbeit bildet einen Brückenschlag zwischen den vorgestellten röntgenmikroskopischen Methoden und den *state of the art*-Methoden der dreidimensionalen Röntgenbildgebung zur zerstörungsfreien Prüfung und Materialcharakterisierung.

Dazu sollen die Auflösungsgrenzen der modernen Computertomographie hin zu kleineren Größenordnungen verschoben werden, um mit den röntgenmikroskopischen Methoden konkurrenzfähig zu sein. Es soll gezeigt werden, dass die Methode der geometrischen Vergrößerung soweit optimiert werden kann, dass in zweidimensionalen Projektionen eine laterale Auflö-

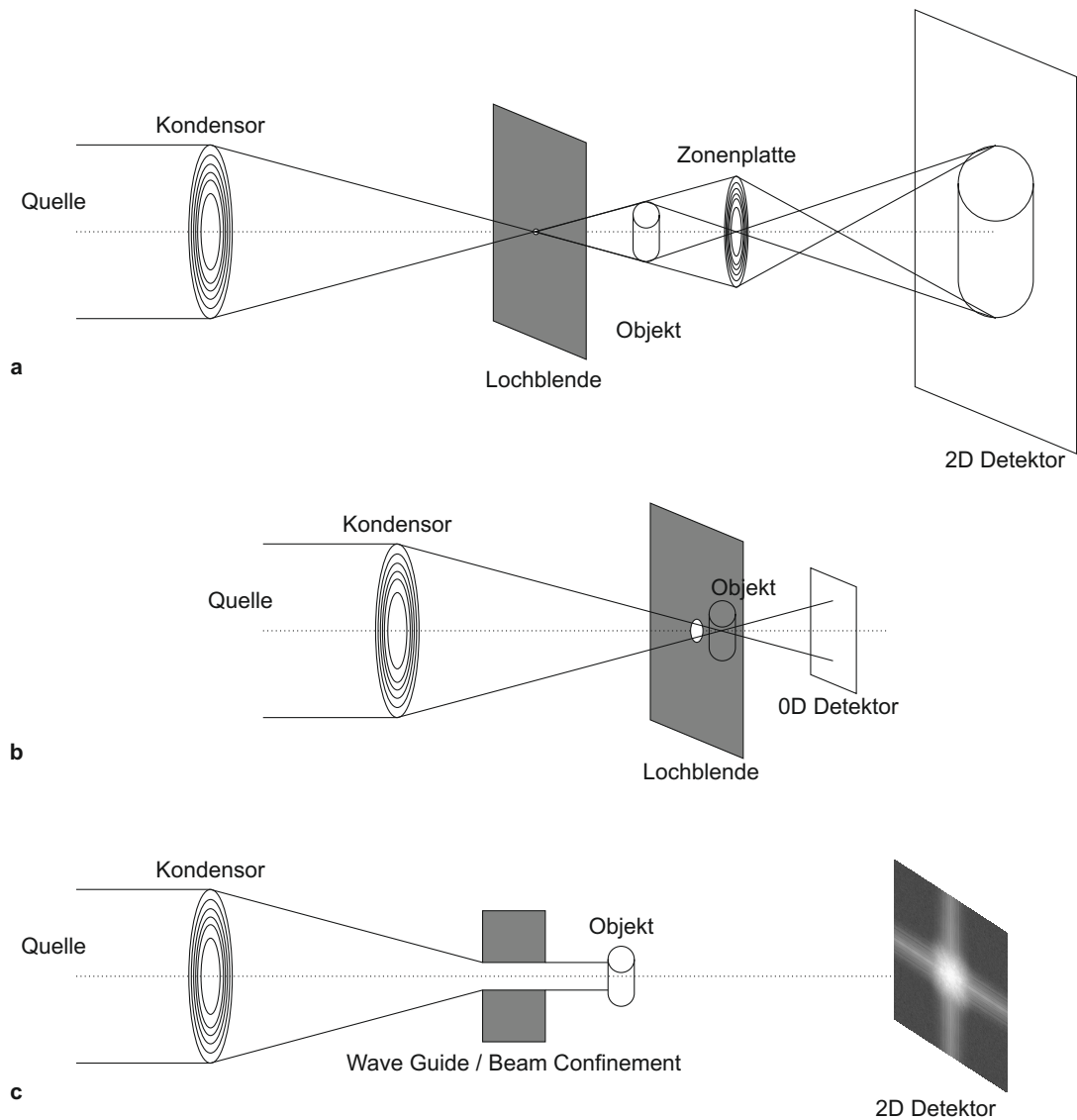


Abbildung 1.1: **a** In einem Vollfeld-Zonenplattenmikroskop wird das Objekt mit Strahlung aus einer Kondensorlinse beleuchtet und mit einer zweiten Linse wird das Objekt vergrößert auf einen zweidimensionalen Detektor abgebildet. Höhere Beugungsordnungen der Kondensorlinse werden mit einer Lochblende ausgeblendet.

b Im Rasterröntgenmikroskop wird mit dem Kondensator nur ein Punkt des Objekts beleuchtet und die Transmission durch das Objekt an diesem Punkt aufgezeichnet. Ein Abbild des Objekts wird durch Rasterung des Objekts erreicht.

c Bei der ptychographischen Röntgenmikroskopie wird für jeden abgerasterten Punkt im Objekt ein Diffraktogramm aufgenommen. Aus der Gesamtheit der Beugungsbilder kann auf die ursprüngliche Struktur des Objekts zurückgerechnet werden.

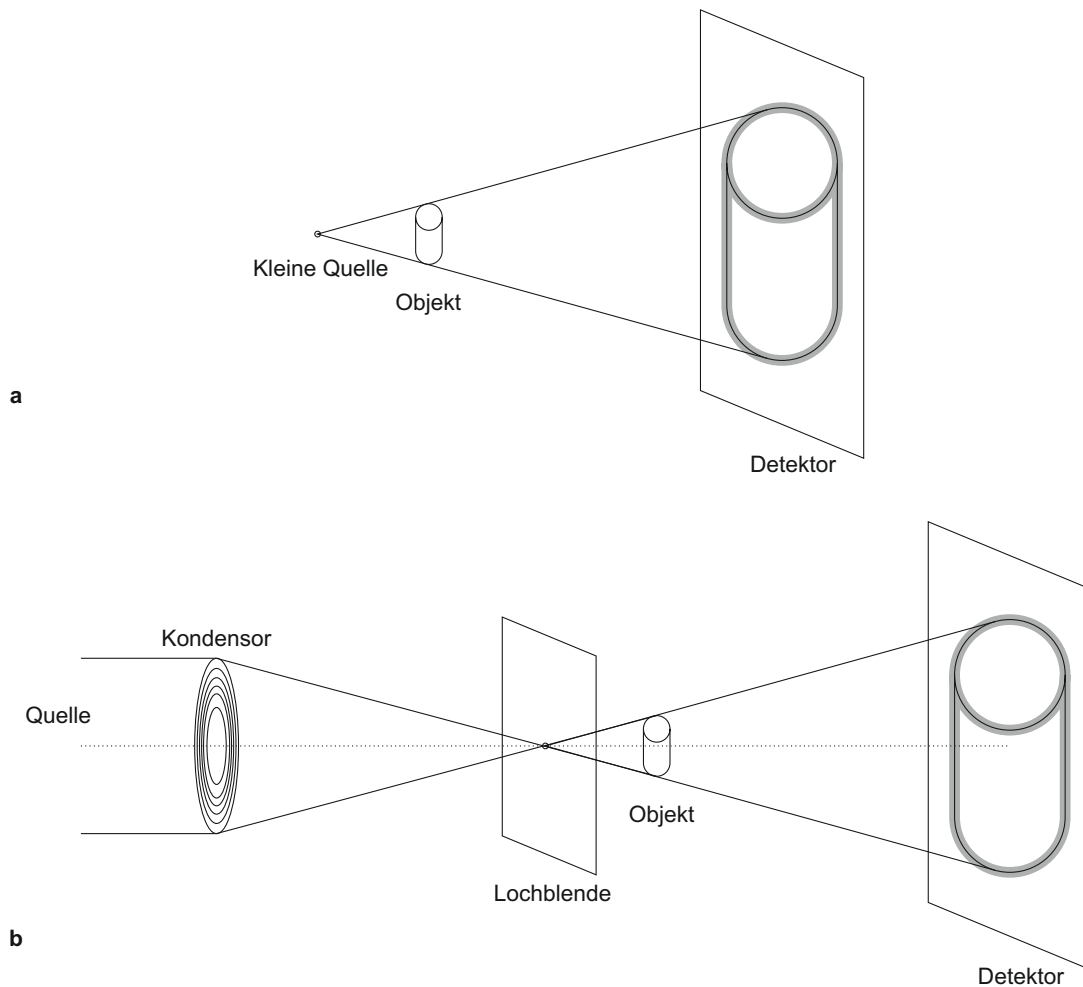


Abbildung 1.2: **a** Mit einer Röntgenquelle, die in alle Richtungen abstrahlt, kann durch die Kegelstrahlgeometrie der Aufnahme eine vergrößerte Abbildung des Objekts erreicht werden. Hier beschränkt im Besonderen die Größe der Quelle die Auflösung der Aufnahme (Penumbra-Effekt). **b** Eine Aufnahme mit geometrischer Vergrößerung lässt sich an Synchrotron-Beamlines mit einem fokussierenden Kondensator (hier eine Zonenplatte) realisieren. Es können auch andere röntgenoptische Elemente, wie beispielsweise Kirkpatrick-Baez-Spiegel, verwendet werden.

sung von 50 nm erreicht werden kann. Bei der dreidimensionalen Bildgebung liegt der Fokus auf der Erprobung eines linearlaminographischen Bildgebungsmodus, der im Besonderen zur Charakterisierung von sehr flachen Objekten geeignet ist.

Nach einem einführenden Grundlagenteil, in dem in den Kapiteln 2 bis 3 wichtige theoretische Hilfsmittel und Konzepte erarbeitet werden, wird in Kap. 6 das entwickelte Mikroskopiekonzept vorgestellt. Eine ausführliche Charakterisierung der einzelnen Komponenten des Systems ist in Kap. 7 (Optimierung der Röntgenquelle) und Kap. 8 (Verhalten des verwendeten Röntgendetektors) dargestellt. Diese beinhalten auch eine Bestimmung der erreichbaren lateralen Auflösung anhand des in der Mikroskopie verbreiteten Rayleigh-Kriteriums und eine Bestimmung der Modulationstransferfunktion des Gesamtsystems.

Die Bildgebungseigenschaften des Systems für schwach absorbierende Proben werden in Kap. 9 untersucht. Dort wird auch eine Methode vorgestellt, wie der Kontrastmechanismus „Inline Phasenkontrast“ in Laborsystemen mit Kegelstrahlgeometrie optimal genutzt werden kann.

Die Leistungsfähigkeit des vorgeschlagenen Systems zur dreidimensionalen Bildgebung wird in Kap. 10 zunächst anhand geometrischer Betrachtungen und numerischer Berechnungen abgeschätzt und die so erhaltenen Ergebnisse anschließend mit am System gewonnenen Daten verglichen.

Eine abschließende Diskussion der gewonnenen Erkenntnisse ist in Kap. 11 zu finden.

Grundlagen der dreidimensionalen Bildgebung mit Röntgenstrahlen

Kapitel 2

Erzeugung von Röntgenstrahlen

Sowohl in Röntgenröhren, wie sie in der Medizin und der zerstörungsfreien Prüfung eingesetzt werden, als auch in höchstauflösenden Quellen für projektive Röntgenmikroskopie entstehen hochenergetische Photonen über die Wechselwirkung beschleunigter Elektronen mit dem meist metallischen Anodenmaterial der Röhre. Grundsätzlich sind dabei zwei Mechanismen beteiligt, die zum entstehenden Röntgenspektrum beitragen: Zum einen die Entstehung von Bremsstrahlung durch Streuung eines Elektrons im Coulombfeld eines Targetatoms und zum anderen die Relaxation eines angeregten Atoms unter Aussendung eines charakteristischen Röntgenfluoreszenzphotons (siehe auch Abb. 2.1a und b).

2.1 Bremsstrahlung

Wenn eine elektrische Ladung beschleunigt wird, werden elektromagnetische Wellen ausgesandt. Im Besonderen, wenn hochenergetische Elektronen im Coulombfeld eines Atomkerns gestreut werden und dabei Photonen abgeben, wird von Röntgenbremsstrahlung gesprochen. Dieser Prozess erzeugt eine kontinuierliche Energieverteilung. Die entstehende Strahlung wird als Bremsstrahlung bezeichnet. Maximal kann dabei die gesamte kinetische Energie des einfallenden Elektrons in Strahlung umgewandelt werden, so dass die minimale Wellenlänge λ_{\min} bzw. maximale Energie E_{\max} im Röntgenspektrum gegeben sind durch das Duane-Hunt-Gesetz

$$\begin{aligned} E_{\max} &= E_{\text{kin}} = eU \\ \lambda_{\min} &= \frac{hc}{eU}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Dabei ist e die elektrische Ladung des Elektrons, h das Planck'sche Wirkungsquantum, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und E_{kin} die kinetische Energie des Elektrons. In Röntgenröhren kommt diese Energie durch die Beschleunigung thermischer Elektronen mit einer Gleichspannung U (siehe auch Abschnitt 2.3 zur Funktionsweise von Mikrofokusröntgenröhren).

Die Wahrscheinlichkeit Q für einen Energieverlust des Elektrons über den Bremsstrahlungseffekt ist etwa proportional zu

$$Q \propto Z^2 E_{\text{kin}}. \quad (2.2)$$

Dabei ist Z die Ordnungszahl des Anodenmaterials (siehe [31]).

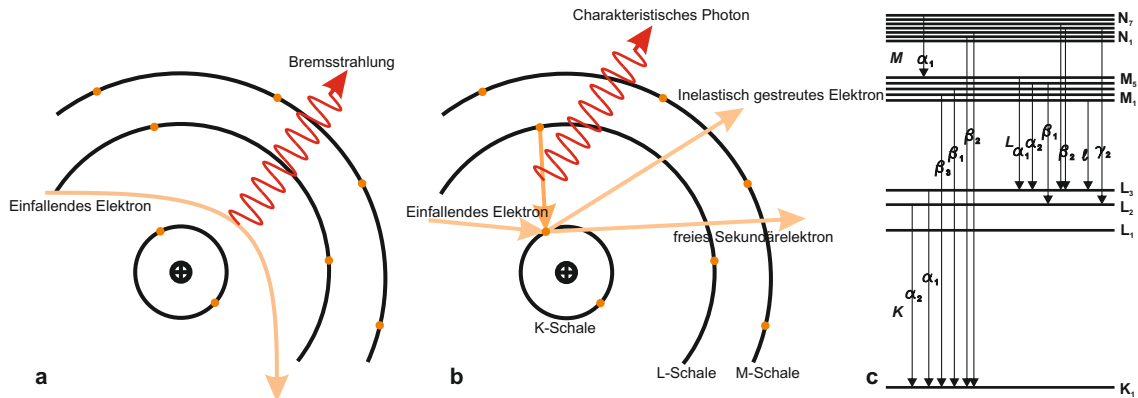


Abbildung 2.1: **a** Wird ein Elektron im Coulombfeld eines Atomkerns abgelenkt, so wird Energie in Form von Röntgenbremsstrahlung abhängig vom Stoßparameter frei, wodurch ein kontinuierliches Energiespektrum erzeugt wird.

b Durch Stoßionisation und nachfolgende Relaxation eines Atoms kommt es zur Aussendung eines Photons, dessen Energie dem Unterschied in der Bindungsenergie der beteiligten Anfangs- und Endzustände entspricht. Dies führt zu einem diskreten Linienspektrum.

c In der Röntgentechnik wird oft die sog. Siegbahn-Notation für charakteristische Linien anstatt der IUPAC-Notation¹ verwendet. Hier sind die häufigsten Linien und ihre Bezeichnungen angegeben (Schema nach [74]).

Dies lässt eine Abschätzung zu, zu welchem Teil die von der Röntgenröhre aufgenommene elektrische Leistung in Röntgenstrahlleistung umgesetzt wird. Nach [69] ist die Umwandlungseffizienz η

$$\eta \approx 10^{-9} \frac{1}{\sqrt{Z}} Z \cdot U. \quad (2.3)$$

2.2 Charakteristische Strahlung

Wird durch die einfallenden Elektronen ein Atom ionisiert, bleibt es in einem angeregten Zustand zurück. Durch die Relaxation in den Grundzustand wird Energie entweder in Form von Strahlung abgegeben (Fluoreszenz) oder strahlungsfrei auf ein äußeres Hüllenelektron übertragen, das emittiert wird (Auger-Effekt). Die so emittierten Photonen haben diskrete Energien, die den Übergängen zwischen den Energieniveaus der Atomhülle entsprechen. Allerdings sind Elektronenübergänge im Atom durch die Auswahlregel eingeschränkt (siehe Abb. 2.1c für die in dieser Arbeit verwendete Siegbahn-Notation). Die Wahrscheinlichkeit Q ein inneres Hüllenelektron durch ein einfallendes Elektron herauszuschlagen kann beschrieben werden durch

$$Q \propto \frac{\ln U}{UE_i^2} \quad \text{mit } U = T/E_i, \quad (2.4)$$

wobei E_i die Bindungsenergie des beteiligten Hüllenelektrons ist (siehe [31]). Hierbei ist zu beachten, dass für unterschiedliche Schalen verschiedene Proportionalitätsfaktoren gelten (siehe z. B. [34]).

2.3 Quellfleckgrößen in Mikrofokusröntgenröhren

In modernen Mikrofokusröntgenröhren werden Elektronen, die aus einer thermischen Elektronenquelle stammen, hin zu einer Anode mit einer Spannung U , die zwischen 30 kV und 300 kV [35] liegt, beschleunigt. Mit einem Wehnelt-Zylinder zwischen Elektronenquelle und Anode lassen sich Streuelektronen auffangen und der aus der Quelle emittierte Elektronenstrom regeln. Die so beschleunigten Elektronen werden mit Hilfe von Ablenkmagneten zentriert und mit magnetischen Linsen auf ein Target fokussiert (siehe Abb. 2.2a). In Mikrofokusröntgenröhren wird Röntgenstrahlung in einem sog. Transmissionstarget erzeugt, d. h. die entstehende Strahlung wird in der selben Richtung genutzt, in die der Elektronenstrahl einfällt. Ein solches Target besteht aus einer röntgenaktiven Schicht, meist einem Metall oder einer Metalllegierung, auf einem röntgentransparentem Substrat, meist Kohlenstoff oder Beryllium (siehe Abb. 2.2b). Daneben können auch Röhren mit Reflexionstarget realisiert werden. Hier tritt die Nutzstrahlung senkrecht zum einfallenden Elektronenstrahl aus dem Target aus.

Hierbei ist wichtig zu beachten, dass die Größe des Brennflecks des Elektronenstrahls und die Größe des beobachteten Röntgenquellflecks unterschiedlich sind. Die schnellen Elektronen durchlaufen im Target eine Reihe von Streuprozessen (siehe u. a. Kap. 2.1 und 2.2), bis ihre Energie so niedrig ist, dass sie keine aus dem Target austretenden Photonen mehr erzeugen. Dadurch ist die Ausdehnung des Röntgenquellflecks immer größer als der Elektronenfokus. Bei einem gegebenen Targetmaterial ist die Ausdehnung des Röntgenquellflecks abhängig von der Energie, mit der die Elektronen auf das Target treffen, und von der Dicke der röntgenaktiven Schicht im Target. Bei dünnen Schichten verlassen die Elektronen bereits nach wenigen Interaktionen mit dem Material die röntgenaktive Schicht und können dann nicht mehr zur Produktion von Röntgenquanten beitragen. Dadurch wird der beobachtete Röntgenquellfleck kleiner.

Da in Röntgenprojektionen in Kegelstrahlgeometrie die Ausdehnung des Röntgenquellflecks eine grundlegende Grenze für die Ortsauflösung darstellt (siehe Kap. 6), ist es für hochauflösende Bildgebung wichtig diesen möglichst klein zu halten, dabei aber eine möglichst große Photonenausbeute zu erzielen.

In [72] wird mit dem ereignisbasierten Monte Carlo-Simulationspaket ROSI (siehe [28] und [19]) der Einfluss der Dicke der röntgenaktiven Schicht in einem Transmissionstarget bei festem Elektronenfokus und verschiedenen Energien auf die Quellgröße und Intensität untersucht. Die Ergebnisse sind im Folgenden kurz dargestellt (siehe Abb. 2.3).

Bei konstanter Beschleunigungsspannung und Elektronenfokussierung steigt mit zunehmender Schichtdicke die Wahrscheinlichkeit, dass ein einfallendes Elektron mit dem Target wechselwirkt, d. h. abgelenkt wird und/oder ein Röntgenquant aussendet. Daraus lässt sich ableiten, dass mit steigender Schichtdicke zunächst die Röntgenleistung und die Quellfleckgröße

¹*International Union of Pure and Applied Chemistry*, dt. Internationale Union für reine und angewandte Chemie

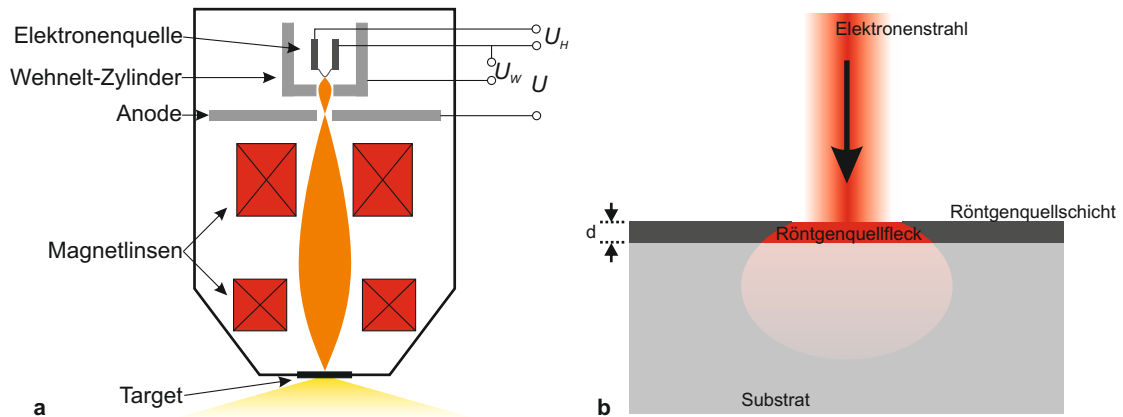


Abbildung 2.2: a Schematische Funktionsweise einer Mikrofokusröhre

b Skizze eines Transmissionstargets. Elektronen, die auf das Target eintreffen, wechselwirken sowohl in der Röntgenquellschicht als auch im Substrat, wobei nur in der Röntgenquellschicht nennenswert viele Röntgenquanten erzeugt werden. In rot ist schematisch die Wechselwirkungszone der Elektronen in der Quellschicht dargestellt, in transparentem rot die Ausdehnung der Wechselwirkungszone bei einer dickeren Quellschicht. Schema nach [72]

zunehmen. Bei einer für die Beschleunigungsspannung charakteristischen Schichtdicke erreicht die Röntgenleistung ein Maximum und die Quellfleckgröße ein Plateau. Bei dieser Schichtdicke ist die Wechselwirkungszone im Target voll ausgeprägt und nahezu alle Elektronen wechselwirken in der Targetschicht (siehe Abb. 2.3b). Steigt die Schichtdicke weiter, so nimmt aufgrund der steigenden Eigenabsorption im Target die Röntgenleistung wieder ab (Heel-Effekt). Betrachtet man die Röntgenleistung der Quelle bezogen auf Quellfleckgröße, so wird schon weit vor dem Maximum an integraler Intensität ein Maximum in der flächenbezogenen Intensität erreicht.

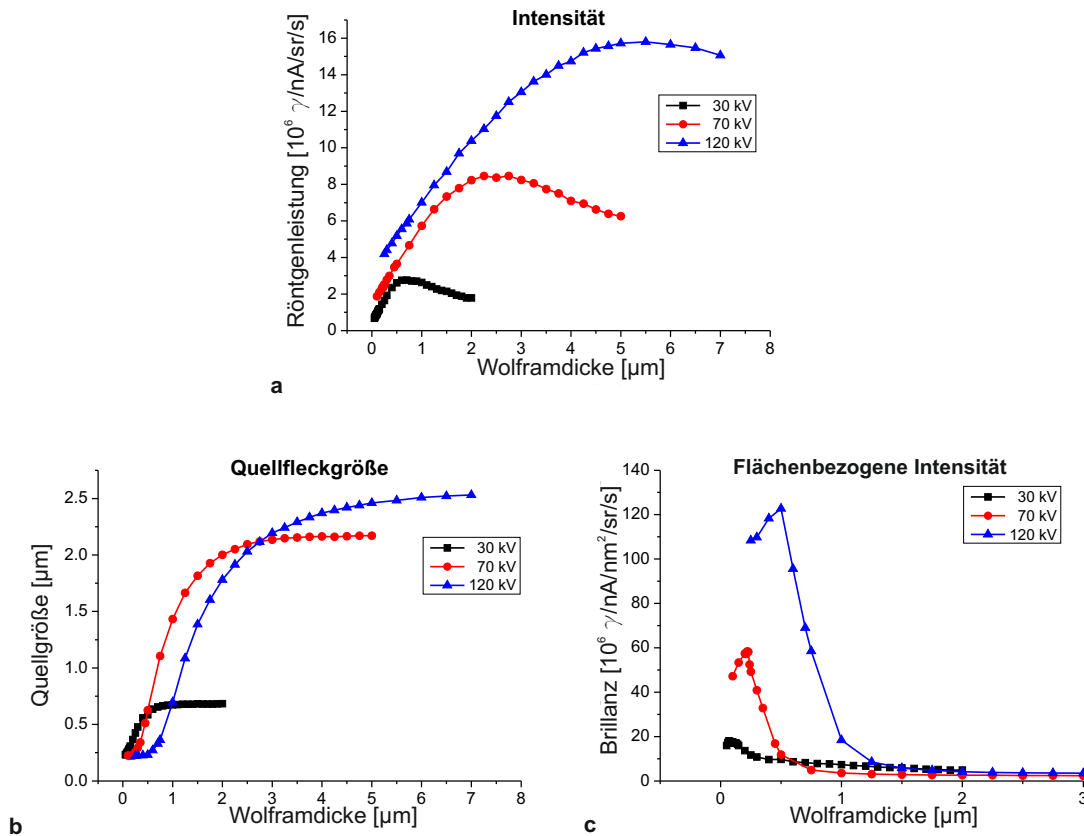


Abbildung 2.3: a Steigt die Dicke der Quellschicht, so steigt auch die Röntgenleistung (gegeben in erzeugten Photonen pro Targetstrom, Raumwinkel und Zeit) bis ein Maximum erreicht wird, ab dem die Eigenabsorption im Target dominiert.

b Die Quellfleckgröße steigt mit zunehmender Schichtdicke erst langsam, dann sprunghaft an, bis ein Plateau erreicht wird, bei dem die Wechselwirkungszone in der Quellschicht voll ausgeprägt ist. Die Größe der Wechselwirkungszone hängt dann nur noch von der Beschleunigungsspannung der Röhre ab.

c Die auf die Quellgröße bezogene Röntgenleistung erreicht bereits bei sehr kleinen Schichtdicken ein Maximum. Dieses Maximum lässt sich für die Optimierung eines Transmissionstargets für eine gegebene Beschleunigungsspannung heranziehen.

Daten mit freundlicher Genehmigung von Dr. Frank Sukowski und dem Fraunhofer EZRT. Die Simulationen wurden mit einem gaußförmig verteilten Elektronenstrahl mit 50 nm Halbwertsbreite gerechnet.

Kapitel 3

Photonenzählende Halbleiterdetektoren – Der Medipix2-Detektor

Da Röntgenmikroskope auf Basis von projektiver Vergrößerung mit Laborquellen nur einen sehr geringen integralen Photonenfluss erlauben, muss ein Detektionssystem verwendet werden, das auch sehr schwache Signale zuverlässig detektieren kann.

Eine Möglichkeit dies zu erreichen sind einzelphotonenzählende, direktkonvertierende Halbleiterdetektoren. In diesem Kapitel werden der grundlegende Aufbau und die Funktionalitäten des verwendeten Medipix2-Detektors dargestellt.

3.1 Aufbau des Medipix2-Quad

Durch den hybriden Aufbau des Medipix2-Detektors ist es möglich, die Ausleseelektronik einfach mit verschiedenen Sensormaterialien (typischerweise Silizium oder Cadmiumtellurid) auszustatten, die mit Lötperlen (*bump bonds*) auf den ASIC (*application-specific integrated circuit*) der Ausleseelektronik aufgebracht werden. Der ASIC ist eine quadratische Anordnung von 256×256 Pixeln mit $55 \mu\text{m}$ Pixelabstand. In dieser Ausleseelektronik wird das jeweilige analoge Pixelsignal direkt digitalisiert (siehe Abschnitt 3.2) [53], [52].

Des Weiteren kann der ASIC auf drei Seiten mit anderen Medipix-Modulen verbunden werden, so dass auch $2 \times n$ Detektoren mit durchgehender Sensorschicht aufgebaut werden können. Durch die Verbindung der ASICs entstehen an den Stoßkanten Bereiche, die nicht mit der gleichen Pixelierung mit der Ausleseelektronik abgedeckt werden (siehe Abb. 3.1a), so dass diese Randpixel eine größere Sensorfläche auslesen. Um diesen Effekt zu kompensieren, werden die $4 \times 256 \times 256$ Datenpunkte so auf 516×516 Datenpunkte verteilt, dass die Information der Randpixel gleichmäßig auf je drei bzw. neun Datenpunkte aufgeteilt wird.

3.2 Energieschwellenmodus – Prinzip

Der Medipix2 ist ein einzelphotonenzählender Detektor, d. h. der Detektor folgt einem grundlegend anderen Prinzip als die in der Röntgentechnik üblicherweise eingesetzten energieintegrierenden Detektoren.

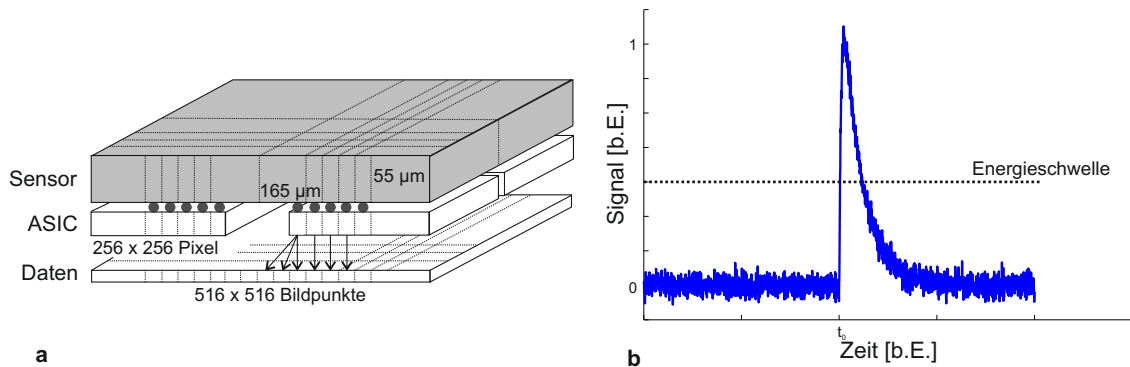


Abbildung 3.1: **a** Beim Medipix2 Quad wird der durchgehende Sensor mit Lötperlen auf vier quadratisch angeordnete ASICs gebondet. An den Stoßkanten der ASICs entstehen dadurch Sensorpixel, die eine größere sensitive Fläche haben. Die Zählrate aus diesen Pixeln wird so auf drei bzw. neun Pixel aufgeteilt, dass diese die gleiche Zählrate haben. Es entsteht dadurch eine Matrix aus 516×516 Bildpunkten (Schema nach [60]).

b Schematische Funktionsweise eines Medipix2-Pixels: Durch die anliegende Vorspannung wird die in Form von Elektron-Loch-Paaren im Sensor deponierte Energie in ein Stromsignal umgewandelt. Dieses Signal wird mit einer voreingestellten Schwelle verglichen. Nur Signale über der Schwelle werden im internen Zähler aufsummiert.

Wechselwirkt ein Photon in der Sensorfläche, so wird die Photonenenergie in Form von Elektron-Loch-Paaren im Sensor deponiert. Durch die angelegte Vorspannung im Sensor entsteht ein Stromimpuls, der – im Gegensatz zu integrierenden Detektoren – direkt im Pixel digitalisiert und weiterverarbeitet wird. Die interne Pixellogik vergleicht die Höhe des Stromsignals mit einer voreingestellten Schwelle (siehe Abb. 3.1b). Überschwellige Ereignisse werden in einem internen Zähler aufsummiert, der am Ende der Belichtungszeit ausgelesen wird. Durch den Vergleich mit einer Schwelle lässt sich das Elektronikrauschen im Detektor unterdrücken, so dass damit sehr niedrige Photonenflüsse sehr rauscharm dargestellt werden können. Dies ermöglicht im Prinzip beliebig lange Belichtungszeiten ohne Einbußen in der Bildqualität durch akkumuliertes Rauschen in Kauf nehmen zu müssen.

Da das erzeugte Signal im Sensor abhängig ist von der Energie des einfallenden Photons und die Schwellen über alle Pixel nicht exakt uniform sind, ist die Zählrate der verschiedenen Pixel für sonst gleiche Bedingungen (Spektrum, Fluss, ...) nicht gleich. Dies führt dazu, dass zusätzlich zum Poissonrauschen der Photonenverteilung noch eine weitere Rauschquelle eingeführt wurde. Diese lässt sich aber mit einem Abgleich der einzelnen Schwellen untereinander und nachträglichem Hellbildabgleich gut korrigieren [58].

Kapitel 4

Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Mechanismen dargestellt, unter denen Röntgenstrahlung mit Materie wechselwirkt. Das Kapitel gliedert sich in zwei Teile: Im ersten Teil werden physikalische Effekte, die im relevanten Energiebereich (1 keV bis 100 keV) eine Rolle spielen und zur Schwächung beitragen, aus Sicht des Teilchenmodells erklärt. Der zweite Teil befasst sich mit Beugungseffekten im Wellenmodell und geht dabei im Besonderen auf die Entstehung von Phasenkontrast ein.

4.1 Teilchenwechselwirkungen

In konventioneller Röntgenbildgebung wird der Röntgenshatten des Objekts aufgenommen. Drei Prozesse, die zur Schwächung der Intensität beim Durchgang durch Materie beitragen, sind im Folgenden erklärt. Die Wechselwirkungsquerschnitte hängen stark vom durchstrahlten Material wie auch von der Energie der einfallenden Strahlung ab. In Abb. 4.1 sind beispielhaft die Wechselwirkungsquerschnitte für Thomson- und Compton-Streuung und den photoelektrischen Effekt für die Durchstrahlung von Kohlenstoff dargestellt. Im Energiebereich unter 22 keV dominiert Photoabsorption, darüber Comptonstreuung. Für zunehmende Ordnungszahl Z verschiebt sich dieser Punkt hin zu größeren Energien.

Photoelektrischer Effekt

Trifft ein einfallendes Photon mit genügend hoher Energie auf ein stark gebundenes inneres Hüllenelektron eines Atoms, so kann dieses Atom durch die einfallende Strahlung ionisiert werden (Photoionisation). Dabei wird das einfallende Photon vollständig absorbiert und überschüssige Energie als kinetische Energie an das austretende Elektron abgegeben. Das ionisierte Atom sendet durch Relaxation ein sekundäres Fluoreszenzphoton aus (siehe Abb. 4.3a). Durch die Energiedifferenz $\Delta E = E_B$ aus der Bindungsenergie des herausgeschlagenen Elektrons zwischen einfallendem Photon und Elektron kann dieser Prozess als inelastischer Stoß angesehen werden.

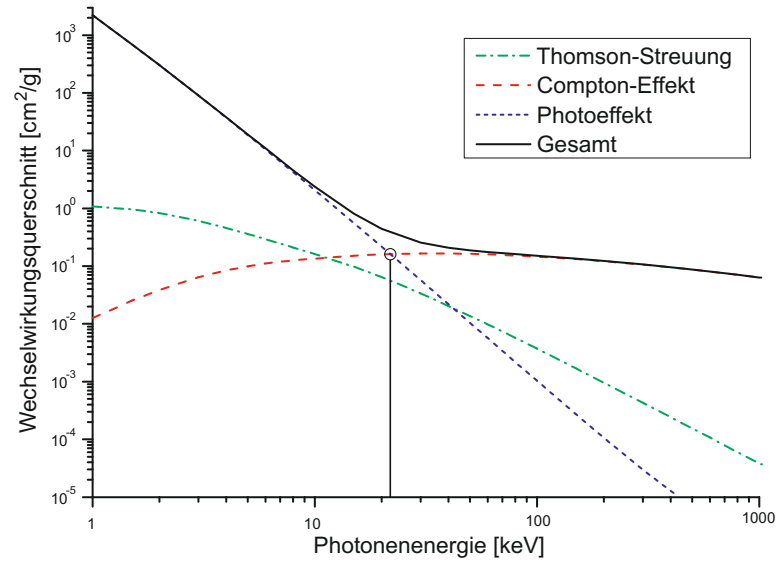


Abbildung 4.1: Wechselwirkungsquerschnitte für die verschiedenen Prozesse für Kohlenstoff in doppellogarithmischer Auftragung. Im Energiebereich unter 22 keV dominiert Photoabsorption und darüber die Compton-Streuung [9].

Compton-Effekt

Ein quasi-elastischer Stoß eines Photons mit einem schwach gebundenen oder quasi-freien ruhenden Elektron wird als Compton-Effekt oder -Streuung bezeichnet. Die Wechselwirkung eines Photons mit einem äußeren Hüllenelektron kann so interpretiert werden (siehe Abb. 4.3b). Dabei wird abhängig vom Streuwinkel ϑ Energie vom Photon auf das Elektron übertragen. Die Wellenlängenänderung ist gegeben durch

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \vartheta), \quad (4.1)$$

wobei h das Plancksche Wirkungsquantum, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und m_e die Ruhemasse des Elektrons ist.

Mithilfe des Klein-Nishina-Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{KN}}}$ [46] kann eine winkelabhängige Verteilung für verschiedene Photonenenergien berechnet werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{KN}}} = \frac{1}{2} r_e^2 P(E, \vartheta) (1 - P(E, \vartheta) \sin^2 \vartheta + P^2(E, \vartheta)) \quad (4.2)$$

mit $P(E, \vartheta) = \frac{1}{1 + \frac{E}{m_e c} (1 - \cos \vartheta)}$

Dabei ist E die Energie des einfallenden Photons, P die relative Energieänderung des Photons durch den Prozess und r_e der klassische Elektronenradius. Abb. 4.2 zeigt diese Richtungsabhängigkeit für verschiedene Energien. Für Energien um 10 keV ist nur eine leichte

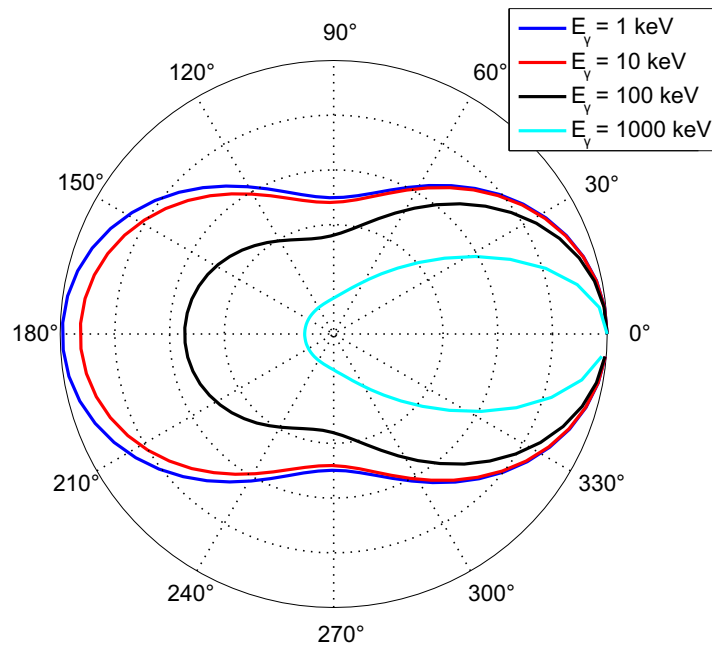


Abbildung 4.2: Die Richtungsabhängigkeit des Compton-Streuquerschnitts lässt sich mit der Klein-Nishina-Formal für verschiedene Energien berechnen. Hierbei zeigt sich, dass für Energie um 10 keV Vorwärts- und Rückstreuung sehr ähnliche Wirkungsquerschnitte haben. Bei höheren Energien wird die Vorwärtsstreuung immer dominanter.

Bevorzugung der Vorwärtsrichtung zu beobachten, die für höhere Energie immer dominanter wird.

Elastische Streuung

Der niederenergetische Grenzfall der Photon-Elektron-Streuung ist eine Streuung ohne Impulsübertrag an das Elektron, wenn $E_\gamma \ll m_e c^2$. Dieser Effekt kann auch durch klassische Elektrodynamik beschrieben werden: Das Elektron wird durch das elektromagnetische Wechselfeld zu harmonischen Schwingungen angeregt und sendet seinerseits durch die Oszillation Dipolstrahlung aus. Dies führt zu einer Streuung der Welle.

Dieser Effekt ist auch für den Streuungs-/Beugungseffekt verantwortlich, der in der Röntgenbildgebung Phasenkontrast genannt wird. Dies lässt sich mit Fresnel'schen Beugungintegralen behandeln, siehe dazu Abschnitt 4.2.

Lambert-Beersches Schwächungsgesetz

Durch die Gesamtheit der beschriebenen Wechselwirkungen wird ein monochromatischer Röntgenstrahl mit Intensität I beim Durchgang durch Materie der Dicke dd um $dI = -\mu dd$ geschwächt. Dabei wird mit μ der Schwächungskoeffizient bezeichnet. Werden beide Seiten

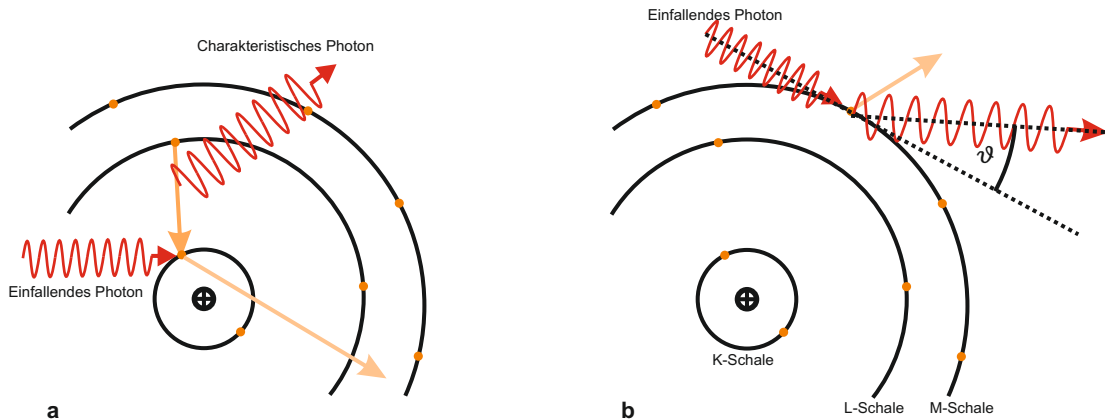


Abbildung 4.3: **a** Beim Photoeffekt schlägt ein einfallendes Photon ein inneres Hüllenelektron aus der Schale heraus (inelastischer Stoß). Das Atom, das in angeregtem Zustand zurück bleibt, sendet durch Relaxation ein charakteristisches Fluoreszenzphoton aus. **b** Compton-Streuung ist ein elastischer Stoß mit einem quasi-freien Elektron. Der Energieübertrag auf das Elektron ist dabei abhängig vom Streuwinkel ϑ des Photons.

formell integriert und die Primärintensität $I(d=0) = I_0$ festgelegt, so erhält man ein exponentielles Schwächungsgesetz:

$$I = I_0 e^{-\mu d} \quad (\text{Lambert-Beersches Gesetz}). \quad (4.3)$$

Für einen polychromatischen Strahl muss die spektrale Abhängigkeit von Schwächung und Intensität betrachtet werden, so dass

$$I = \int I(E) dE = \int I_0(E) e^{-\mu(E)d} dE. \quad (4.4)$$

Es lässt sich anhand der Wechselwirkungsquerschnitte (siehe Abb. 4.1) für einzelne Prozesse feststellen, dass für den Energiebereich von 1 keV bis 30 keV die Schwächung sowohl für Materialien mit niedriger wie auch mit hoher Ordnungszahl immer durch den Photoeffekt dominiert werden. Streuung spielt nur für Elemente sehr niedriger Ordnungszahl ($Z < 10$) eine signifikante Rolle.

4.2 Fresnelbeugung und Phasenkontrast

Zur korrekten Beschreibung von Röntgenbildgebung im hochauflösenden Bereich ist es nötig, auch Beugungseffekte bei der Bildentstehung mit in Betracht zu ziehen (siehe Kap. 9). Basis der Beschreibung ist die auf dem Huygensschen Prinzip aufbauende Fresnel-Kirchhoffsche Beugungstheorie und die daraus durch die Nahfeldnäherung resultierende Fresnelbeugung. Eine ausführliche Darstellung der Wellenoptik findet sich in [13] und speziell die Anwendung auf Röntgenoptik in [61].

Transmissionsfunktion

Breitet sich eine elektromagnetische Welle in einem Medium mit dem Brechungsindex n aus, so kann eine Transmissionsfunktion definiert werden, die beschreibt, wie die Welle durch das Medium moduliert wird.

Für Röntgenstrahlen kann angenommen werden, dass sich der komplexe Brechungsindex $n(x,y,z)$ aus

$$n = 1 - \delta + i\beta \quad (4.5)$$

zusammensetzt, wobei β die Absorption im Medium beschreibt und δ ein Maß für den Phasenschub ist, den die Welle erfährt. Damit lässt sich die Ausbreitung einer ebenen Welle ψ_{in} beschreiben als

$$\psi_0(x,y) = \psi_{\text{in}}(x,y) \cdot e^{i\frac{2\pi}{\lambda} \int_{z_0}^{z_1} n(x,y,z) dz} = \psi_{\text{in}}(x,y) \cdot e^{-\frac{2\pi}{\lambda} \int_{z_0}^{z_1} \beta(x,y,z) dz} \cdot e^{i\frac{2\pi}{\lambda} \int_{z_0}^{z_1} 1 - \delta(x,y,z) dz} \quad (4.6)$$

Die Transmissionsfunktion $T(x,y)$ ist damit definiert als

$$\begin{aligned} T(x,y) &= e^{-B(x,y)} \cdot e^{i\Phi(x,y)} \quad (4.7) \\ \text{mit } B(x,y) &= \frac{2\pi}{\lambda} \int \beta(x,y,z) dz \\ \text{und } \Phi(x,y) &= \frac{2\pi}{\lambda} \int 1 - \delta(x,y,z) dz, \end{aligned}$$

so dass die Transmission beschrieben wird als

$$\psi_0 = T \cdot \psi_{\text{in}}. \quad (4.8)$$

Fresnel-Kirchhoffsches Beugungsintegral und Nahfeldnäherung

Nach dem Huygensschen Prinzip kann jeder Punkt einer Wellenfront als Ausgangspunkt einer neuen Elementarwelle gesehen werden. Die Wellenfront zu jedem späteren Zeitpunkt ist dann die Einhüllende dieser Elementarwellen. Durch die gegenseitige Interferenz der Elementarwellen können Beugungseffekte erklärt werden. Eine mathematische Beschreibung dieses Prinzips bietet das Fresnel-Kirchhoffsche Beugungsintegral (siehe auch Abb. 4.4)

$$\begin{aligned} \psi_z &= \frac{\cos \theta}{i\lambda} \int_{\sigma} \psi(x_0, y_0) \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{r} d\sigma = \frac{\cos \theta}{i\lambda} \int_{\sigma} T(x_0, y_0) \psi_{\text{in}} \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{r} d\sigma \quad (4.9) \\ \text{mit } r &= \sqrt{z^2 + (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2} \\ \text{und } \cos \theta &= \frac{\vec{r} \cdot \vec{e}_z}{|\vec{r}|}. \end{aligned}$$

Dieses Integral beschreibt das Beugungsbild einer einlaufenden ebenen Welle der Wellenlänge λ im Abstand z von einem Objekt mit der Transmissionsfunktion $T(x_0, y_0)$ in der Objektebene.

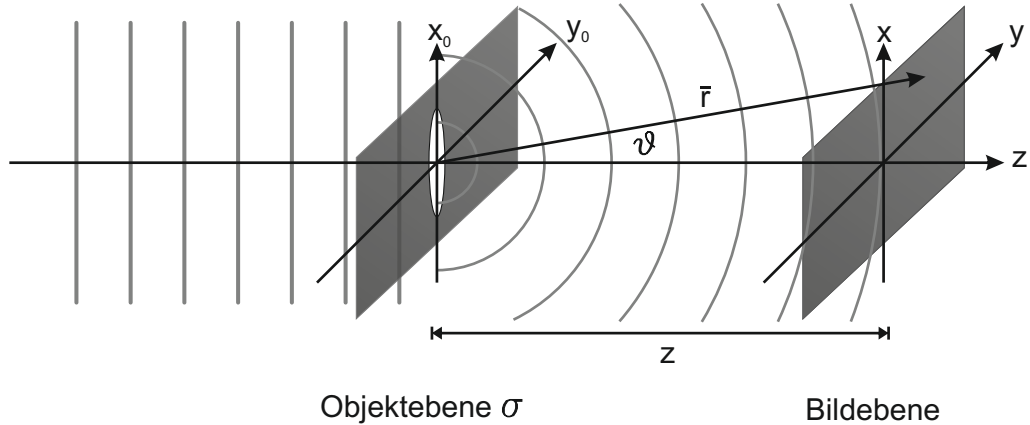


Abbildung 4.4: Beugung einer einlaufenden ebenen Welle an einem Objekt in die Objektebene σ . Das entstehende Bild in der Bildebene im Abstand z zur Blende kann durch das Fresnel-Kirchhoffsche Beugungsintegral beschrieben werden.

Ist der Abstand z groß gegenüber dem Verhältnis aus Quadrat der Blendengröße und Wellenlänge, so kann r in der sogenannten parabolischen Näherung dargestellt werden als

$$\begin{aligned} r &= z \left(1 + \frac{1}{2z} (x - x_0)^2 + \frac{1}{2z} (y - y_0)^2 \right) \quad (2. \text{ Ordnung}) & (4.10) \\ \cos \theta &= 1 \quad (1. \text{ Ordnung}) \\ \text{und } 1/r &= 1/z \quad (1. \text{ Ordnung}). \end{aligned}$$

Mit der Nahfeld- oder Fresnel-Näherung wird Gleichung 4.9 zu

$$\psi_z = e^{ikz} \frac{1}{i\lambda z} \int_{\sigma} \psi(x_0, y_0) \cdot e^{i\frac{k}{2z} [(x-x_0)^2 + \frac{1}{2z}(y-y_0)^2]} d\sigma. \quad (4.11)$$

Dieses Integral beschreibt die Faltung der Objektfunktion ψ mit dem sogenannten Fresnel-propagator P_z , womit das Problem zu

$$\psi_z = e^{ikz} \psi * P_z, \quad (4.12)$$

linearisiert ist. Dabei ist im Vakuum $P_z = \frac{1}{i\lambda z} e^{i\frac{\pi}{\lambda z} \vec{x}^2}$ mit $\vec{x} = (x, y)$. Bei einer Messung (Aufnahme eines Röntgenbilds) wird nicht die gesamte Wellenfunktion gemessen, sondern die Intensität, also das Betragsquadrat der Wellenfunktion

$$I_z = |\psi_z|^2, \quad (4.13)$$

wobei die Phaseninformation der Wellenfront e^{ikz} verloren geht.

Bringt man die Ergebnisse bisher zusammen, so lässt sich die Intensitätsverteilung einer einlaufenden ebenen Welle beschreiben als

$$I_z = |\psi_z|^2 = \frac{1}{\lambda^2 z^2} \left| \int_{\sigma} T \psi_{\text{in}} \cdot e^{i \frac{\pi}{\lambda z} (\vec{x} - \vec{x}_0)^2} d\sigma \right|^2. \quad (4.14)$$

Die einlaufende ebene Welle entspricht einer Aufnahmegeometrie mit parallelen Strahlen, wie sie an Synchrotronstrahlungsquellen näherungsweise auftritt. In Laboraufbauten, die mit geometrischer Vergrößerung in Kegelstrahlgeometrie arbeiten, muss die einlaufende Welle durch eine Kugelwelle ersetzt werden. Mithilfe des Fresnel Scaling-Theorems lässt sich der Ausdruck 4.14 auf Kegelstrahlgeometrie anpassen (siehe [61]).

Das Prinzip hierbei ist, die parabolische Näherung aus Gl. 4.10 auch auf die einlaufende Welle anzuwenden. Dabei wird der Abstand zwischen Quelle und Objekt (SOD, *source object distance*) mit z_1 und der Abstand zwischen Objekt und Detektor (ODD, *object detector distance*) mit z_2 bezeichnet (siehe Abb. 4.5). Die geometrische Vergrößerung, mit der abgebildet wird, ist somit $M = \frac{z_1 + z_2}{z_1}$. Ersetzt man zudem den Propagationsabstand z und die Koordinaten \vec{x} mit

$$\begin{aligned} z &\rightarrow z_{\text{eff}} = \frac{z_1 z_2}{z_1 + z_2} \\ \vec{x} &\rightarrow \vec{x}' = \frac{\vec{x}}{M}, \end{aligned} \quad (4.15)$$

so kann die Intensitätsverteilung in Kegelstrahlgeometrie durch eine in Parallelstrahlgeometrie ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} I_{z, \text{Kegelstrahl}} &= \frac{1}{M^2} \frac{1}{\lambda^2 z_{\text{eff}}^2} \left| \int_{\sigma} T(\vec{x}_0) \psi_{\text{in}}(\vec{x}_0) \cdot e^{-i \frac{2\pi}{\lambda z_{\text{eff}}} \vec{x}' \cdot \vec{x}_0} e^{-i \frac{2\pi}{\lambda z_{\text{eff}}} \vec{x}_0^2} d\sigma \right|^2 \\ &= \frac{1}{M^2} I_{z_{\text{eff}}, \text{Parallelstrahl}}(\vec{x}'). \end{aligned} \quad (4.16)$$

z_{eff} wird effektiver Propagationsabstand genannt. Ist $z_1 \ll z_2$ so ist $z_{\text{eff}} \approx z_1$, bzw. $z_{\text{eff}} \approx z_2$ wenn $z_2 \ll z_1$.

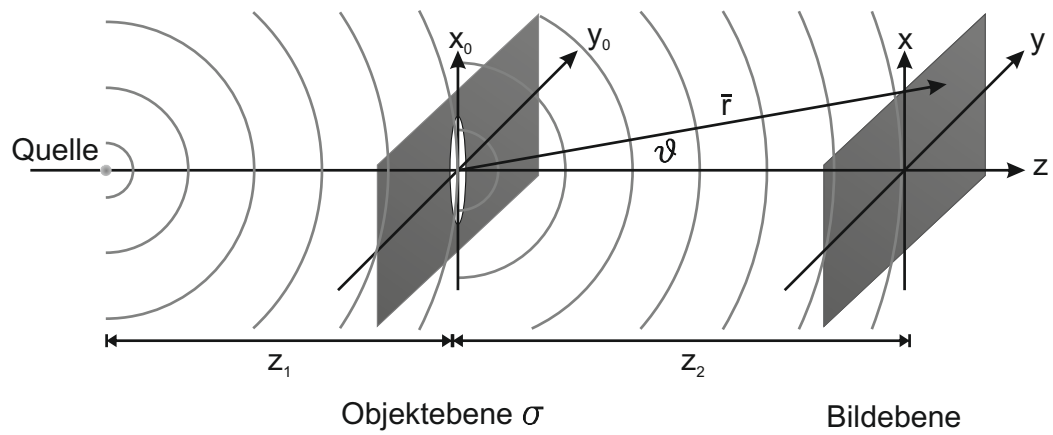


Abbildung 4.5: Zur Behandlung von Aufnahmegeometrien, wie sie in Laboraufbauten vorkommen, wird statt einer einlaufenden ebenen Welle eine Kugelwelle gebeugt. Der Abstand des Ursprungs der Kugelwelle vom Objekt ist z_1 , der Abstand vom Objekt zum Detektor ist z_2 . Der Fall einer einlaufenden ebenen Welle ist als Spezialfall für $z_1 \rightarrow \infty$ enthalten.

Kapitel 5

Grundlagen der zwei- und dreidimensionalen Schnittbildgebung mit Röntgenstrahlen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen dargestellt mit deren Hilfe aus ein- oder zweidimensionalen Röntgenprojektionsdaten Informationen über das dann zwei- oder dreidimensionale Volumen des durchstrahlten Objekts gewonnen werden. Im ersten Abschnitt wird das Prinzip der Tomographie (Schnittbildgebung) durch Rotation des Objekts und das zugehörige Rekonstruktionsprinzip vorgestellt (konventionelle Computertomographie, CT). Im zweiten Abschnitt wird eine Alternative dargestellt, wie durch Bewegung von Detektor und Quelle zueinander Volumeninformation gewonnen werden kann (Computerlaminographie, CL) und wie diese Methode zur konventionellen CT in Bezug zu setzen ist.

Hier soll nur eine kurze Einführung gegeben werden. Für einen umfassenden Überblick und eine mathematisch exaktere Behandlung sei auf [44] und [14] verwiesen.

5.1 Schnittbildgebung durch Rotation des Objekts

CT ist ein bildgebendes Verfahren, mit dem auf Basis von Absorptionsbildern, welche in unterschiedlichen Durchstrahlungsrichtungen aufgenommen werden, auf die räumliche Verteilung des Schwächungskoeffizienten $\mu(x,y)$ des durchstrahlten Objekts zurück geschlossen wird. In diesem Abschnitt wird die grundlegende Rekonstruktionsalgorithmik anhand einer Durchstrahlung mit parallelen Strahlen und vollständiger Rotation des Objekts dargestellt. Grundlage der Beschreibung des Absorptionskontrasts in einem Röntgenbild ist das Lambert-Beer'sche Schwächungsgesetz

$$\begin{aligned} I &= I_0 e^{-\int \mu(s) ds} \text{ oder} \\ -\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) &= \int \mu ds. \end{aligned} \tag{5.1}$$

Dabei bezeichnen I_0 und I die Intensitäten vor bzw. nach Absorption durch das Objekt, $\mu(s)$ den ortsabhängigen Schwächungskoeffizienten und s einen geraden Pfad durch das Objekt (siehe auch Abb. 5.1a). Üblicherweise wird zur Behandlung des Problems die logarithmierte Form verwendet. Eine vollständige Aufnahme des Objekts aus allen Richtungen g kann somit

durch eine Schar paralleler Integrationswege L , die durch die Orientierung θ und die Position r auf einer Achse senkrecht zum Integrationsweg charakterisiert werden, dargestellt werden (siehe auch Abb. 5.1c):

$$g(r, \theta) = \int_{L(r, \theta)} \mu(x, y) ds. \quad (5.2)$$

Diese Darstellung einer Funktion μ durch Linienintegrale wird als Radon-Transformation und g als Sinogramm bezeichnet. In Abb. 5.1b ist ein Beispiel eines Sinogramms gezeigt. Zur Berechnung von $\mu(x, y)$ aus den Projektionen g verwendet man den Zusammenhang zwischen der eindimensionalen Fouriertransformierten einer Projektion $\tilde{g}_\theta(k_r)$ und einem Schnitt durch die zweidimensionale Fouriertransformierte des Objekts $\tilde{f}(k_x, k_y)$:

$$\tilde{f}(k_x = 0, k_y) = \tilde{g}_{\theta=0}(k_r). \quad (5.3)$$

Dieser Zusammenhang wird Fourier Slice Theorem (dt. auch Projektions-Schicht-Theorem) genannt. Damit kann die Inversion der Radontransformation auf eine inverse Fouriertransformation \mathcal{F}_{2D}^{-1} zurückgeführt werden [44].

Die Rekonstruktion kann als sogenannte gefilterte Rückprojektion durchgeführt werden:

$$f(x, y) = \Sigma_\theta \mathcal{F}_{\infty D}^{-1} (\tilde{g}_\theta(k_r) |k_r|) (r = x \cos \theta + y \sin \theta). \quad (5.4)$$

Die Erweiterung dieser Rekonstruktionsmethode für Fächer- und Kegelstrahl-CT, wie sie sich bei Laborröntgenanlagen ergibt (siehe Abb. 5.2), wird oft als FDK- (nach Feldkamp, David und Kress) oder Feldkamp-Algorithmus bezeichnet. Dieser berücksichtigt, dass die Integrationswege nicht mehr senkrecht durch das kartesische Koordinatensystem verlaufen. Der Feldkamp-Algorithmus ist in [22] näher beschrieben.

5.2 Schnittbildgebung durch Bewegung von Quelle und Detektor

Konventionelle CT kann auch so beschrieben werden, dass sich Quelle und Detektor auf einer Kreisbahn um das Objekt bewegen, die in gleicher Richtung durchlaufen wird. Quelle und Detektor stehen sich dabei immer gegenüber auf einer Geraden, die durch den Drehmittelpunkt verläuft. Eine Koordinatentransformation kann die beiden Beschreibungen ineinander überführen. Die Bahnen, die Quelle und Detektor dabei beschreiben, werden Trajektorien genannt.

Wenn es durch die Beschaffenheit des zu scannenden Objekts oder durch andere technische Randbedingungen (z. B. fest eingebaute Objekte) nicht möglich ist, die konventionellen Trajektorien zu verwenden, kann auf laminographische Verfahren zurückgegriffen werden. In dieser Arbeit werden dreidimensionale Bildgebungsverfahren verwendet, bei denen verschiedene Durchstrahlungsrichtungen des Objekts durch relative Bewegung von zwei der drei Komponenten (Quelle, Detektor, Objekt) realisiert werden und – im Gegensatz zur konventionellen Computertomographie – nicht alle Durchstrahlungsrichtungen aufgenommen werden. Dies entspricht einem nicht vollständig über 360° gefülltem Sinogramm. In Abb. 5.3 sind

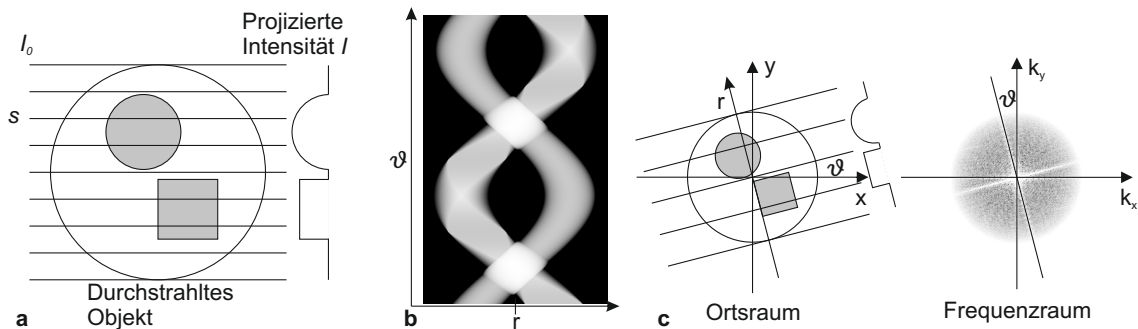


Abbildung 5.1: a Das Objekt wird mit parallelen Strahlen durchleuchtet und der projizierte Schwächungskoeffizient für jede Durchstrahlungsrichtung aufgezeichnet. Aus den gemessenen Projektionsdaten kann mithilfe des Fourier Slice Theorems auf die räumliche Verteilung des Schwächungskoeffizienten zurückgerechnet werden.

b Die Darstellung des Objekts durch seine Projektionen wird als Sinogramm bezeichnet. Hier ist ein Sinogramm für alle Projektionswinkel über 360° für das durchstrahlte Objekt gezeigt.

c Das Fourier Slice Theorem bringt die eindimensionale Fouriertransformierte einer Projektion mit dem orthogonalen Schnitt durch die zweidimensionale Fouriertransformierte des Objekts in Verbindung. Dieser Zusammenhang kann verwendet werden, um die Verteilung des Schwächungskoeffizienten im Objekt zu rekonstruieren.

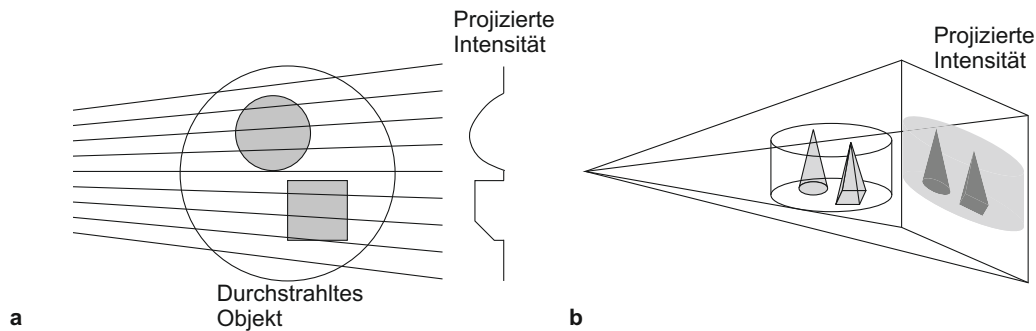


Abbildung 5.2: a Bei der Fächerstrahl-CT wird das Objekt mit konvergenten Strahlen, die aus einer als punktförmig angenommenen Quelle stammen, durchleuchtet. Die Verzerrung der projizierten Schwächung ergibt sich gegenüber der Parallelstrahlgeometrie durch eine lineare Koordinatentransformation.

b In drei Dimensionen wird aus dem 2D-Fächerstrahl ein konisch zulaufender Schattenwurf. Man spricht von Kegelstrahl-CT. In diesem Fall kann auf effizientere Rekonstruktionstechniken wie den Feldkamp-Algorithmus zurückgegriffen werden.

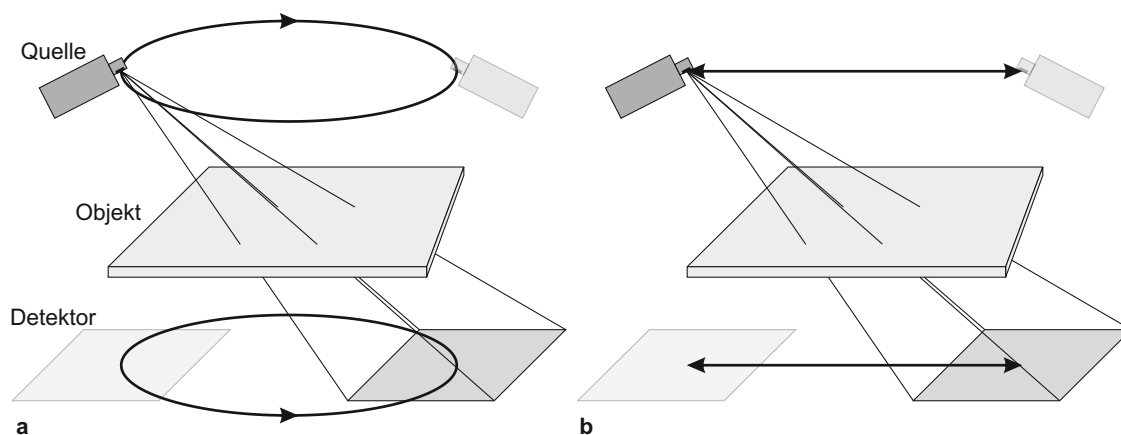


Abbildung 5.3: a Bei der Rotationslaminographie bewegen sich Quelle und Detektor auf gegenüberliegenden Kreisbahnen um das Objekt.

b Die lineare oder Translationslaminographie beruht auf einer Verschiebung von Quelle und Detektor auf parallelen Bahnen, um unterschiedliche Durchstrahlungswinkel zu realisieren. Schemata nach [29].

beispielhaft zwei laminographische Methoden dargestellt. Bei der Rotationslaminographie werden Quelle und Detektor auf gegenüberliegenden Kreisbahnen um das Objekt bewegt, während bei der linearen oder Translationslaminographie Quelle und Detektor gegeneinander auf parallelen Bahnen verschoben werden. Durch geeignete Koordinatentransformationen können diese Methoden auf eine Aufnahmegeometrie mit kreisförmiger Trajektorie um das Objekt zurückgeführt werden, bei der allerdings nicht der gesamte Winkelbereich abgetastet wird. Die Translationslaminographie bietet den Vorteil eines mechanisch wesentlich einfacheren Aufbaus gegenüber der Rotationslaminographie.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit ist mit Laminographie immer Translationslaminographie gemeint, da diese Methode als einzige zur dreidimensionalen Bildgebung verwendet wird.

5.2.1 Rekonstruktion laminographischer Datensätze

Da laminographische Aufnahmegeometrien durch Koordinatentransformationen immer in konventionelle CT-Geometrien umgewandelt werden können, lassen sich Volumendaten prinzipiell mit den im vorherigen Abschnitt angesprochenen Methoden rekonstruieren. Bei laminographischen Datensätzen liegt im Allgemeinen allerdings keine regelmäßige speichenförmige Abtastung des Fourierraumes vor, so dass für gewöhnlich andere Rekonstruktionsmethoden als die bereits vorgestellten Rückprojektionsmethoden verwendet werden.

Eine Klasse von Methoden, die sich gut für die Rekonstruktion laminographischer Datensätze eignen, sind die algebraischen Rekonstruktionsmethoden (ART, *algebraic reconstruction techniques*), da hier keine speichenförmige Abtastung des Fourierraumes vorausgesetzt wird, wie bei der gefilterten Rückprojektion. Dabei wird angenommen, dass das durchstrahlte Volumen aus diskreten Elementen endlicher Größe (Voxel) aufgebaut ist, und jedem Voxel ein Wert zugeordnet ist, der der Schwächung der Strahlung in diesem Voxel entspricht (siehe

Abb. 5.4a). Die Integrale über den Absorptionskoeffizienten $\mu(x,y)$ werden zu einer Summe über die Bildelemente f_i und das Wegelement ds aus Gl. 5.1 wird zum Wegelement $a(s)_j$ auf dem Integrationsweg s durch das Raumelement j mit Schwächungskoeffizienten f_j , so dass

$$-\ln\left(\frac{I_i}{I_0}\right) = \int \mu(\vec{s})ds \approx \sum_j a(s)_j f_j. \quad (5.5)$$

Durch Projektion g_i der Schwächungskoeffizienten in verschiedene Richtungen entsteht ein lineares Gleichungssystem, dessen Unbekannte die Schwächungen f_i im jeweiligen Voxel sind (siehe Abb. 5.4b):

$$\begin{aligned} g_i &= -\ln\left(\frac{I_i}{I_0}\right) = \sum_j a_{ij} f_j = \vec{a}_i \vec{f} \\ \vec{g} &= A \vec{f}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Dabei ist $a(\vec{s}) = \vec{a}_i$. Die Rekonstruktion der Volumendaten kann also auf die Lösung eines linearen Gleichungssystems zurückgeführt werden.

Algorithmen, die zur Lösung solcher Gleichungssysteme eingesetzt werden, wurden bereits sehr früh vorgeschlagen [43] und bald als Rekonstruktionsalgorithmus in Betracht gezogen (beispielsweise [30]), erlangten jedoch für die Röntgentechnik erst mit dem Aufkommen leistungsfähiger Computer große Bedeutung, da sie sehr rechenintensiv sind.

Ein großer Vorteil dieser Rekonstruktionsmethoden ist, dass an sie keine der Anforderungen gestellt werden, die für die Rückprojektionsalgorithmen notwendig sind. Im Speziellen ist keine äquidistante Abtastung mehr notwendig. Ganz allgemein können mit den ART-Algorithmen aus vollkommen beliebigen Trajektorien Volumen rekonstruiert werden.

In dieser Arbeit wird, soweit nicht anders spezifiziert, der SART-Algorithmus (*simultaneous algebraic reconstruction technique*, simultane algebraische Rekonstruktionsmethode, [4]) in der Implementierung des Fraunhofer EZRT verwendet.

5.2.2 Tiefenauflösung bei Schnittbildgebung mit eingeschränktem Winkelbereich

Da laminographische Verfahren immer nur einen eingeschränkten Winkelbereich abdecken, sind die Informationen über das Objekt nicht vollständig. Dies führt zu charakteristischen Artefakten in den rekonstruierten Volumendaten, die die Tiefenauflösung (Auflösung in Quell-Detektor-Richtung) der Aufnahme beeinträchtigen. In diesem Abschnitt wird nur die lineare Laminographie betrachtet.

Wie in Abb. 5.5 gezeigt, entspricht eine Verschiebung des Detektors um Δd und eine entsprechende Verschiebung der Quelle um $\Delta s = \frac{\Delta d}{M}$ in einer linearen Laminographie, die bei einer Vergrößerung $M = \frac{z_1+z_2}{z_1}$ aufgenommen wird, einer Drehung des Objekts um den Win-

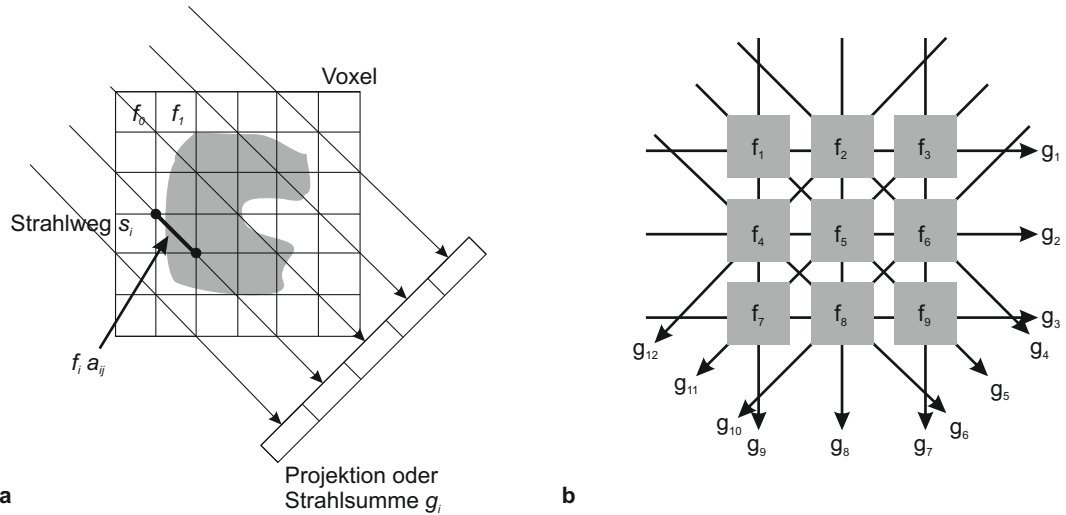


Abbildung 5.4: a Linienintegrale durch das Volumen werden als diskrete Strahlsummen g_i angenommen. Das Wegelement des Pfads s_i durch das Volumenelement f_j ist a_{ij} . b Voxelvolumen x und Projektionsdaten M bilden ein Gleichungssystem, das mithilfe der algebraischen Rekonstruktionsmethoden gelöst werden kann.

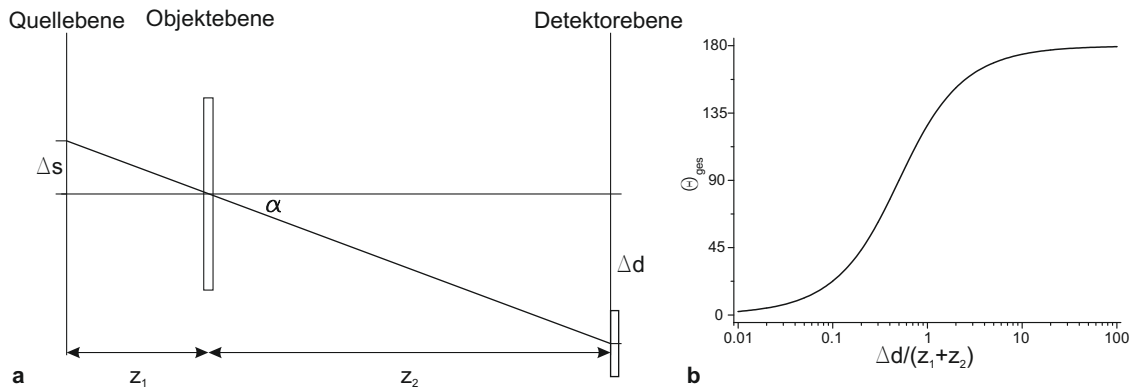


Abbildung 5.5: a Die gegenläufige Verschiebung von Quelle und Detektor bei der linearen Lamino-graphie führt zu unterschiedlichen Durchstrahlungswinkeln im Objekt. Dabei sind die Auslenkungen $\Delta s, \Delta d$ über die Vergrößerung $M = \frac{z_1 + z_2}{z_1}$ verknüpft. b Mit der Auslenkung des Detektors bzw. der Quelle steigt der abgetastete Winkelbereich θ_{max} . Der Grenzwert $\Delta d \rightarrow \infty$ entspricht einem Winkelbereich von 180° .

kel $\tan \alpha = \frac{M\Delta d}{(M-1)(z_1+z_2)}$. Die maximal möglichen Verschiebungen von Quelle und Detektor begrenzen den gesamten abgetasteten Winkelbereich θ_{\max} auf

$$\tan\left(\frac{\theta_{\max}}{2}\right) = \frac{M\Delta d_{\max}}{(M-1)(z_1+z_2)}. \quad (5.7)$$

Im Grenzfall $\Delta s, \Delta d \rightarrow \infty$ entspricht die lineare Laminographie einer CT mit einem Drehwinkel von 180° (siehe Abb. 5.5b).

Wie bereits in [29] und [79] gezeigt, äußert sich die fehlende Winkelinformation als sogenannte Hütchen-Artefakte (*hat artifact*): Kanten, die im Rekonstruktionsvolumen senkrecht zur Quell-Detektor-Achse stehen, werden nicht als gerade Kanten rekonstruiert, sondern als Rauten in Quell-Detektor-Richtung wiedergegeben (siehe Abb. 5.6a), da nicht unterschieden werden kann, ob die gemessenen Projektionen von einer flachen oder rautenförmigen Struktur stammen. Diese Artefakte führen dazu, dass die Auflösung in der Rekonstruktion in dieser Richtung vermindert wird. In [79] wurde aus geometrischen Überlegungen gezeigt, dass das Verhältnis von lateraler (senkrecht zu Quell-Detektor-Achse) zu axialer (in Quell-Detektor-Richtung) Auflösung $V = \sin\left(\frac{\theta_{\max}}{2}\right)$ ist. Dies kann allerdings den Verhältnissen in einer realen Aufnahme nicht gerecht werden, da die Auflösung oder Detailerkennbarkeit stark von der Beschaffenheit des gemessenen Objekts abhängt. So können beispielsweise kleine Details von Artefakten größerer und hochabsorbierender Strukturen überlagert werden (siehe Abb. 5.6b).

Zur Reduktion der erzeugten Artefakte können verschiedene Techniken eingesetzt werden, die alle darauf beruhen, das Objekt mit zusätzlichen Trajektorien aufzunehmen, um so den abgetasteten Winkelbereich zu vergrößern. Die Wahl der Trajektorien kann allerdings dem zu untersuchenden Objekt angepasst werden [63].

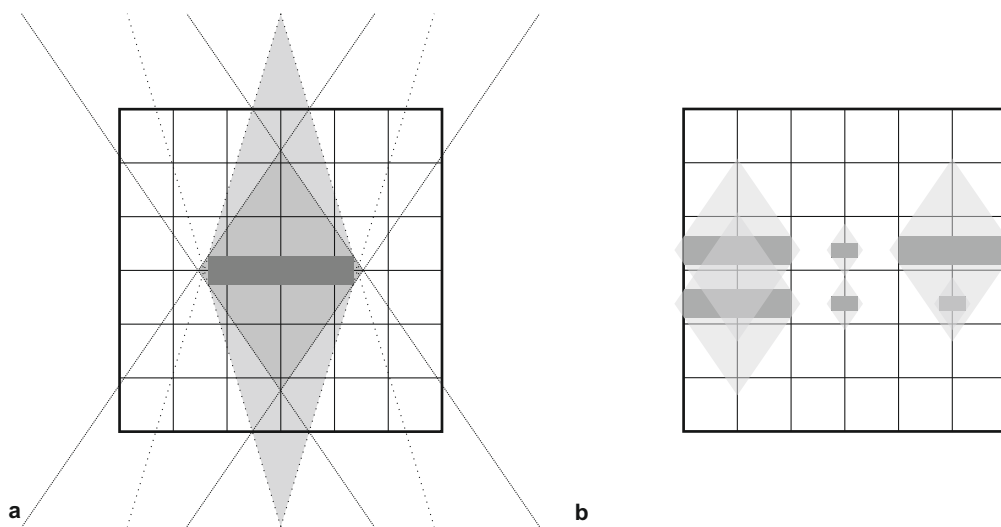


Abbildung 5.6: a Durch den eingeschränkten Winkelbereich werden flache Strukturen und Kanten senkrecht zur Quell-Detektor-Achse als rautenförmige Artefakte, sog. Hütchenartefakte, wiedergegeben. Bei größerem Winkelbereich sind die Artefakte geringer ausgeprägt.

b Die Artefakte reduzieren die Auflösung im Rekonstruktionsvolumen in Quell-Detektor-Richtung stark. Allerdings ist die tatsächlich erreichbare Detailerkennbarkeit auch vom untersuchten Objekt abhängig, wenn kleinere Strukturen von Artefakten größerer Strukturen überlagert werden. Schemata nach [29].

Projektionsmikroskopie

Kapitel 6

Röntgenmikroskopie auf Basis geometrischer Vergrößerung

In diesem Kapitel wird auf Basis der geometrischen Vergrößerung, wie sie in konventionellen Röntgenanlagen in der Medizin oder der zerstörungsfreien Prüfung (ZFP) angewendet wird, ein Konzept für ein Röntgenmikroskop mit der Möglichkeit zur dreidimensionalen Bildgebung erarbeitet. Mit dem Begriff Röntgenmikroskopie ist in dieser Arbeit ein Bildgebungsmodus gemeint, bei dem die räumliche Auflösung über die einer konventionellen, hochauflösenden ZFP-Anlage hinausgeht. Diese liegt bei Anlagen, die dem aktuellen Stand der Technik entsprechen, bei etwa $1\ \mu\text{m}$ (siehe Kapitel 7, Tab. 7.1).

Weitere Methoden der Röntgenmikroskopie, beispielsweise basierend auf röntgenoptischen Systemen oder ptychographischen Verfahren sind in Abschnitt 1.2 dargestellt.

6.1 Konzeption eines Projektionsmikroskops

Das Prinzip der geometrischen Vergrößerung in konventionellen Laborröntgenanlagen beruht darauf, dass sich die in der Quelle erzeugte Röntgenstrahlung kegelförmig in Richtung des Detektors ausbreitet und der Röntgenschatten, den das Objekt wirft, vergrößert auf dem Detektor abgebildet wird. Dieses Prinzip bietet im Vergleich zu röntgenoptischen Methoden den Vorteil, dass keine Justage von Spiegeln oder Linsen vorgenommen werden muss. In Abb. 6.1a wird dieses Prinzip schematisch dargestellt. Die Bezeichnungen der Abstände im Aufbau sind analog zu Kap. 4.2 und werden hier nochmals wiederholt. Das Objekt befindet sich im Abstand z_1 (auch SOD *source object distance*) zur Quelle. Der Abstand von Objekt zu Detektor ist z_2 (ODD von *object detector distance*). Der Gesamtabstand zwischen Quelle und Detektor $z_1 + z_2$ wird auch mit SDD (*source detector distance*) bezeichnet. Das Objekt wird dann mit einer Vergrößerung von

$$M = \frac{\text{SDD}}{\text{SOD}} = \frac{z_1 + z_2}{z_1} \quad (6.1)$$

abgebildet.

Grundsätzlich können in einer realen Abbildung zwei grundlegende Grenzen für die erreichbare Ortsauflösung identifiziert werden. Moderne Röntgendetektoren sind Sensorflächen, die in einem meist rechteckig pixelierten Muster abgetastet werden, d. h. das in der Detektorebene erzeugte Bild wird in einer endlichen Zahl von Bildpunkten digitalisiert. Für die weiteren

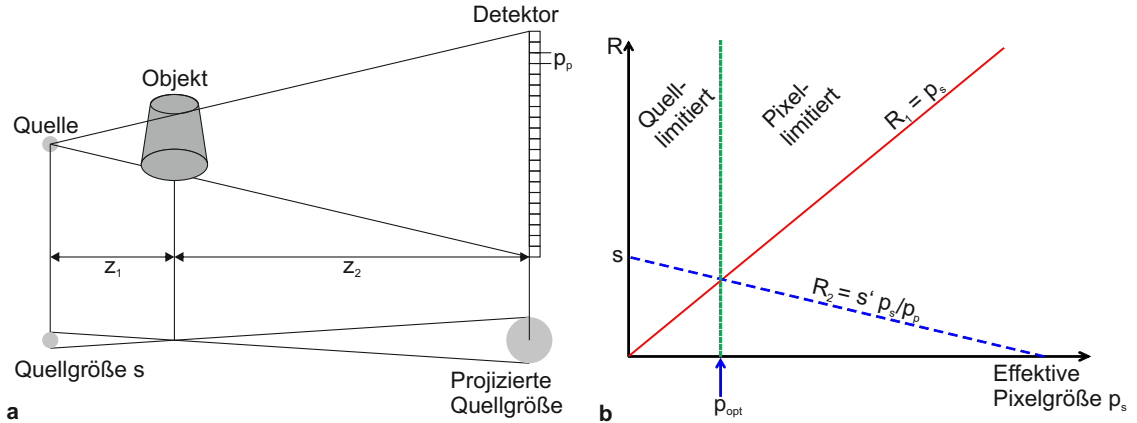


Abbildung 6.1: **a** Beim Prinzip der geometrischen Vergrößerung wird das aufzunehmende Objekt durch den aus der Quelle austretenden Kegelstrahl vergrößert auf dem Detektor abgebildet. Im Fall einer räumlich ausgedehnten Quelle wird nicht nur das Bild des Objekts, sondern auch die Quelle auf dem Detektor abgebildet. Dies führt zu einer Unschärfe in der Abbildung. Ein weiteres Auflösungs-limit wird durch die endliche Pixelgröße gesetzt, mit der das Bild abgetastet wird. **b** Trägt man die beiden auflösungsbegrenzenden Faktoren effektive Pixelgröße R_1 und in die Objektebene projizierte Quellgröße R_2 gegen die effektive Pixelgröße auf, so ist die gesamte Auflösung je nach Vergrößerung quell- oder pixelbegrenzt. Es kann auch eine optimale effektive Pixelgröße bzw. Vergrößerung identifiziert werden.

Betrachtungen wird angenommen, dass die Detektorpixel quadratisch sind und eine Kantenlänge p_p besitzen. Bei einer gegebenen Vergrößerung M wird das Objekt in der Objektebene mit einer effektiven Pixelgröße $p_s = p_p/M = \frac{p_p z_1}{z_1 + z_2}$ abgetastet, was der ersten Auflösungsgrenze R_1 entspricht. Diese Konzept ist auch anwendbar, wenn nicht die physikalische Pixelgröße die Auflösung des Detektors dominiert, sondern die Signalausbreitung im Sensor. Dann tritt an die Stelle von p_p die charakteristische Breite σ_D der Detektorpunktspreizfunktion (PSF). Als zweite Grenze für die erreichbare Ortsauflösung muss die räumliche Ausdehnung des Röntgenquellflecks betrachtet werden (siehe Abb. 6.1a). Die Abbildung eines Objekts mit einer Quelle, die die Ausdehnung s besitzt, führt zu einem Halbschatten in der Detektorebene, welcher der projizierten Quellgröße $s' = s(M - 1) = s \frac{z_2}{z_1}$ entspricht. Betrachtet man diese Grenze in der Objektebene, so ist die zweite Auflösungsgrenze $R_2 = s'/M = \frac{s z_2}{z_1 + z_2}$. Werden die Grenzen gegen die effektive Pixelgröße aufgetragen, so teilt sich die entstandene Ebene in ein Auflösungsregime, das durch die Quellgröße limitiert ist, und eines, das durch die effektive Pixelgröße limitiert ist (siehe Abb. 6.1b). Im Schnittpunkt von R_1 und R_2 liegt die optimale effektive Pixelgröße bzw. Vergrößerung

$$\begin{aligned} M^{\text{opt}} &= \frac{p_p}{s} + 1 \\ p_s^{\text{opt}} &= \frac{p_p}{M^{\text{opt}}}. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Bei gegebener Quellgröße und Detektorpixelierung kann damit die optimal erreichbare Auflösung einer Röntgenanlage berechnet werden. Auflösungen für moderne Anlagen und not-

Anlage	p_p / σ_D	s	M^{opt}	p_s^{opt}	SDD
MakroCT [24]	200 μm	1 mm	1,2	167 μm	2000 mm
Sub μ CT [25]	127 μm	1 μm	128	0,99 μm	500 mm
Liquid Metal Jet [6]	25 μm	13 μm	2,9	8,6 μm	960 mm
Projektionsmikroskop	55 μm	0,1 μm	551	0,1 μm	750 mm

Tabelle 6.1: Optimale Auflösungen für verschiedene Röntgenanlagen am Fraunhofer EZRT, basierend auf Quellgröße und Pixelgröße des Detektors. Für sehr unterschiedliche Quell- und Pixelgrößen ist die kleine Größe dominierend für die Auflösung.

wendige Spezifikationen sind in Tab. 6.1 zusammengestellt. Es zeigt sich, dass für sehr unterschiedliche Größen die kleinere von beiden dominierend für die Auflösung ist. Eine Orstauflösung deutlich kleiner als 1 μm kann nur mit einer kleinen Pixelierung oder sehr kleinen Röntgenquellflecken erreicht werden. Speziell konstruierte Detektoren erreichen mittlerweile eine Pixelierung von bis zu 0,6 μm , allerdings ist in diesen die typische Signalausbreitung deutlich größer als die Pixelgröße, so dass die Breite der Punktspreizfunktion σ_D weiterhin deutlich größer ist [3].

Ein Projektionsmikroskop mit einer Auflösung deutlich unter 1 μm kann mit einem dem Stand der Technik entsprechenden Röntgendetektor realisiert werden, wenn die Quellgröße gegenüber modernen Röntgenquellen reduziert werden kann. In dieser Arbeit dient die Elektronenquelle und -optik einer CAMECA SX100 Elektronenmikrosonde als Basis für eine höchstauflösende Röntgenquelle [36]. Eine ausführliche Charakterisierung der Quelle ist in Kapitel 7 gegeben.

Direkt hinter der Quelle wird auf einem Piezomanipulator das Objekt positioniert, so dass mit einem Quell-Detektor-Abstand von 750 mm eine Vergrößerung bis zu $M = 1000$ erreicht werden kann. Diese Aufnahmegeometrie stellt zusammen mit der hochauflösenden Quelle besondere Anforderungen an den Detektor. Durch den hohen Quell-Detektor-Abstand ist der Raumwinkel, der von einem Detektorpixel abgedeckt wird, sehr klein. Zusammen mit den aus Monte Carlo-Simulationen gewonnenen Daten aus Abschnitt 2.3 und einem Targetstrom im Bereich von 100 nA zeigt eine grobe Überschlagsrechnung, dass am Ort des Detektors etwa $300 \frac{\gamma}{\text{mm}^2\text{s}}$ zu erwarten sind. Daher ist als Detektionssystem in einem Projektionsmikroskop ein einzelphotonenzählender Detektor nötig, damit diese kleinen Photonenströme nicht vom Elektronikrauschen des Detektors bei sehr langen Belichtungszeiten (im Bereich von 10 min bis 30 min) überlagert werden. Als Detektor wird für diesen Aufbau die Quad-Version des Medipix2-Detektors gewählt (siehe Kapitel 3). Der Medipix2 ist ein hybrider, einzelphotonenzählender Halbleiterdetektor mit einer 300 μm Silizium Sensorschicht. Dieser bietet eine hohe Ortsauflösung (55 μm Pixelgröße) und eine relativ große Sensorfläche (ca. 40 mm Diagonale) und erfüllt damit alle Anforderungen, die an ein Detektionssystem gestellt werden. Ein Schema des Gesamtkonzepts ist in Abb. 6.2 gegeben.

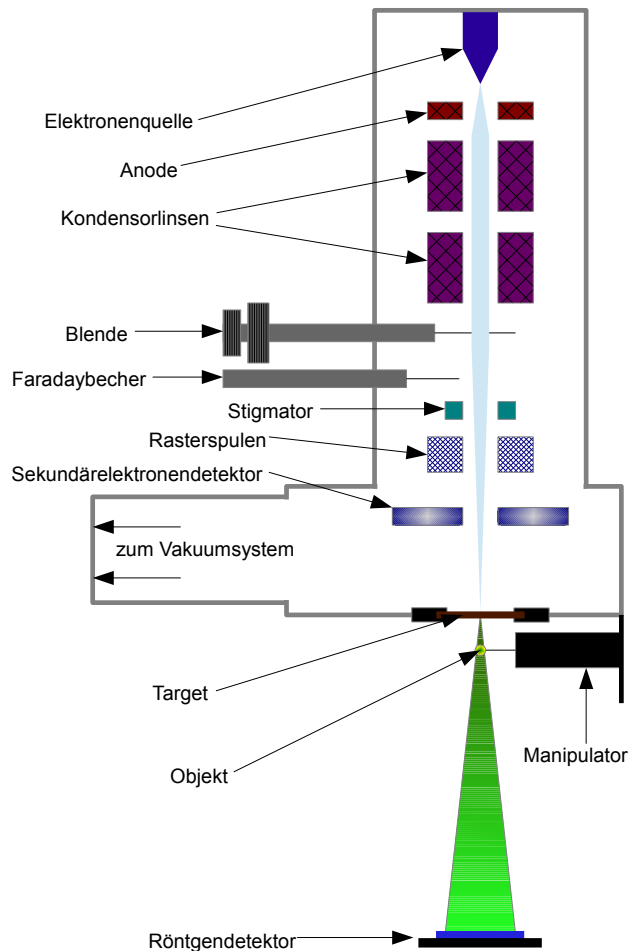


Abbildung 6.2: Eine schematische Darstellung der Umsetzung des konzipierten Röntgenprojektionsmikroskops auf Basis einer umgebauten Elektronenmikrosonde. Die Elektronensäule der Mikrosonde, bestehend aus Elektronenquelle, Beschleunigungsstrecke und strahlformenden Kondensorlinsen, dient als Quelle schneller Elektronen. Die Probenkammer der Mikrosonde wurde durch einen Flansch mit Wolframtarget ersetzt. In der Säule sind auch noch die elektronenmikroskopischen Elemente, wie Rasterspulen und Sekundärelektronendetektor, die dazu dienen, die Stabilität und Fokussierung des Elektronenstrahls zu überprüfen. Hinter dem Target ist das Objekt auf einem dreiachsigen Piezomanipulator angebracht, was Quellobjektstände unter 1 mm erlaubt. Zusammen mit dem Röntgendetektor, der etwa 750 mm von der Quelle entfernt steht, können so Vergrößerungen bis $M = 1000$ realisiert werden, was einer Abtastung $p_s = 55$ nm im Objekt entspricht. Im Besonderen ist hierbei der vertikale Aufbau (Quelle – Objekt – Detektor) zu beachten. Dieser ist nötig, da die Elektronenoptik nicht für einen waagrechten Aufbau ausgelegt ist.

Größe	Einfluss in Detektorebene	nötige Genauigkeit
Position Quelle	$\Delta_S = M\delta_S$	$\delta_S < s$
Position Objekt in der Objektebene	$\Delta_O = M\delta_O$	$\delta_O < s$
Position Detektor in der Detektorebene	$\Delta_D = \delta_D$	$\delta_D < p_p$

Tabelle 6.2: Zusammenfassung der notwendigen Positioniergenauigkeiten und Stabilitäten, um das konzipierte Projektionsmikroskop zur hochaufgelösten dreidimensionalen Bildgebung zu nutzen. s ist dabei die Quellgröße und soll die Grenze für die Auflösung des Systems sein.

6.2 Konzept zur dreidimensionalen Bildgebung

Auf Basis des vorgestellten Projektionsmikroskops wird eine Methode zur dreidimensionalen Bildgebung mit sehr hoher Ortsauflösung entwickelt. Durch den dargestellten vertikalen Aufbau und weitere technische Einschränkungen wird eine Methode implementiert, die auf die Verwendung einer Rotationsachse, wie sie in der konventionellen Computertomographie verwendet wird, verzichtet. Ein verfügbares Konzept ist die lineare Laminographie, bei der verschiedene Durchstrahlungswinkel eines Objekts dadurch realisiert werden, dass Quelle und Detektor auf geraden Bahnen gegeneinander verschoben werden (siehe Abschnitt 10.1). Da die verwendete Elektronensäule sehr empfindlich auf Erschütterungen reagiert, ist für die Säule allerdings eine stabile Montage nötig. Deswegen wird in dieser Anlage das Konzept der linearen Laminographie so umgesetzt, dass bei fester Quelle verschiedene Durchstrahlungswinkel durch das Verschieben von Objekt und Detektor realisiert werden (siehe Abb. 6.3a).

Um dieses Konzept umzusetzen und damit die erwünschte Ortsauflösung in dreidimensionalen Rekonstruktionen zu erreichen, muss der Einfluss der Positioniergenauigkeiten auf die dreidimensionale Rekonstruktion untersucht werden (siehe Abb. 6.3b). Hierzu müssen die Manipulationssysteme für Objekt und Detektor sowie die notwendige Positionsstabilität der Quelle betrachtet werden.

Eine Ungenauigkeit oder Instabilität von Quelle und Objekt in der Quell- bzw. Objektebene δ_S, δ_O wird mit der Vergrößerung M in die Detektorebene projiziert und würde dort zu einer möglichen Reduktion der Ortsauflösung um $\Delta_S = M\delta_S$ und $\Delta_O = M\delta_O$ führen. Die Genauigkeit und Stabilität über den Aufnahmeprozess sollten also besser sein, als die erwünschte Ortsauflösung im Objekt. An die Genauigkeit in der Positionierung des Detektors wird keine so hohe Anforderung gestellt, da dessen Pixel relativ grob sind. Hingegen genügt eine Genauigkeit, die besser ist, als die gegebene physikalische Pixelgröße des Detektors. Diese Anforderungen sind in Tab. 6.2 zusammengefasst.

Für die Umsetzung des linearen Laminographiesystems werden die in Tab. 6.3 zusammengestellten Achssysteme zur Positionierung von Objekt und Detektor verwendet, die parallel zueinander ausgerichtet werden. Zusätzlich zu den Laminographieachsen werden zur Objektpositionierung zwei weitere piezotriebene Achsen eingeführt, um den gewünschten Bildausschnitt bei gewünschter Vergrößerung aufzunehmen. Die Justage der Achsen zueinander wird nur grob vorgenommen. Eine genaue Kalibrierung und Bestimmung der Position der

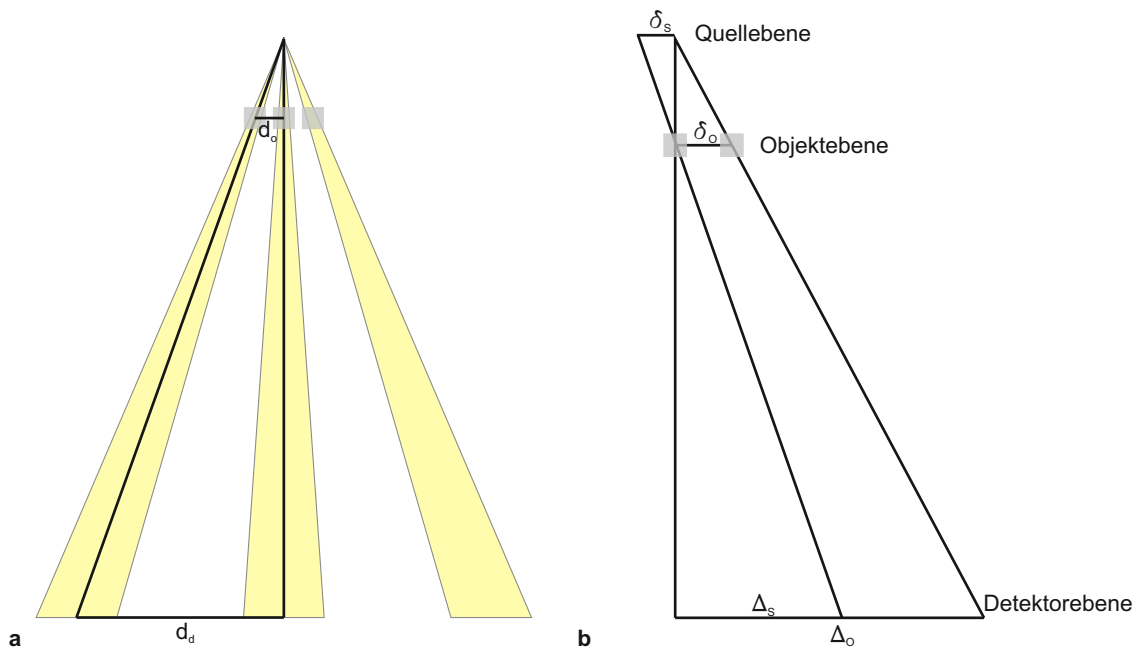


Abbildung 6.3: a Eine schematische Darstellung der Umsetzung der linearen Laminographie in einem Projektionsmikroskop. Verschiedene Durchstrahlungswinkel eines Objekts werden dadurch realisiert, dass Objekt und Detektor miteinander verschoben werden. Das Verhältnis d_d/d_o ist durch die Vergrößerung bestimmt, bei der die Aufnahmen gemacht werden.

b Zur Bestimmung der Einflüsse der Stabilitäten und Positioniergenauigkeiten werden Verschiebungen in der Quell- und Objektebene δ_o, δ_s und deren Auswirkungen auf das projizierte Bild in der Detektorebene Δ_o, Δ_s betrachtet.

	Hersteller	Antriebsart	Wiederholgenauigkeit
Objekt	Klocke Nanotechnik	Piezo Stick/Slip	< 10 nm
Detektor	Aerotech	Kugelumlaufspindel	$\pm 5 \mu\text{m}$

Tabelle 6.3: Zusammenstellung der verwendeten Positioniersysteme für Quelle und Detektor. Die Angaben zu Genauigkeit und Wiederholbarkeit sind Herstellerangaben.

Achsen zueinander muss deshalb noch durchgeführt werden. Diese ist, wie der Ablauf einer Aufnahme eines gesamten Laminographiedatensatzes, in Kapitel 10 beschrieben.

In den folgenden Kapiteln werden die einzelnen Komponenten hinsichtlich ihrer Verwendung im Projektionsmikroskop und für die lineare Laminographie charakterisiert. Außerdem wird die Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems im Hinblick auf Projektionsmikroskopie, Phasenkontrastbildgebung und dreidimensionale Bildgebung untersucht.

Kapitel 7

Optimierung von Transmissionstargets in Nanofokusröntgenquellen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Optimierung der Röntgenquelle für die projektive Röntgenmikroskopie in Laboraufbauten. Bei hoher projektiver Vergrößerung ist die Größe des Röntgenquellflecks ein wichtiger begrenzender Faktor für die räumliche Auflösung eines abbildenden Systems (siehe auch Abschnitt 6).

Die grundsätzliche Idee ist die Begrenzung des Wechselwirkungsvolumens der Elektronen im Targetmaterial [5] durch Optimierung der Targetschichtdicke im Transmissionstarget. Die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse sind zum Teil bereits in [21] und [59] veröffentlicht.

Wie in Abschnitt 2.3 gezeigt, hängt die Ausdehnung des Röntgenquellflecks bei gegebener Beschleunigungsspannung und Fokussierung der Elektronen von der Schichtdicke des Targetmaterials auf dem Substrat ab. In dieser Arbeit werden mithilfe von Monte Carlo-Simulationen zwei optimale Schichtdicken für ein Wolframtarget zum Einsatz in der Röntgenmikroskopie identifiziert und getestet.

7.1 Materialien und Methoden

7.1.1 Schichtdickenoptimierung mit ROSI

Zur Identifikation der optimalen Targetschichtdicken werden Monte Carlo-Simulationen mit dem Röntgensimulationpaket ROSI durchgeführt. Dafür wird ein vereinfachter Aufbau angenommen: Elektronen mit einer Energie von 30 keV treffen auf eine polykristalline Wolframschicht variabler Dicke auf einem 300 μm dicken Substrat aus Kohlenstoff. Es wird ein zweidimensionaler gaußförmiger Elektronenfokus mit 50 nm Breite (FWHM) simuliert.

Zur Bestimmung des zu erwartenden Röntgenquellflecks wird der Ort eines jeden Photons, welches erzeugt wird, unabhängig von seiner Energie und seinem Impuls aufgezeichnet. Die Auswertung der Quellfleckgrößen wird in [72] dargestellt und liefert Ergebnisse in Anlehnung an die Norm DIN EN-12543 [1].

7.1.2 Brennfleckmessungen und Bestimmung der flächenbezogenen Röntgenleistung

Die durch Monte Carlo-Simulationen gewonnenen optimalen Wolframschichtdicken wurden realisiert und im Röntgenmikroskop gegen ein Standardtarget aus einer Mikrofokusröhre getestet (4 μm Wolfram auf 300 μm Diamant). Die realisierten Schichtdicken sind 100 nm, 400 nm und 700 nm auf glasartigem Kohlenstoff.

Die Targets werden bei 30 kV Beschleunigungsspannung und unterschiedlichem Targetstrom hinsichtlich erreichbarer Quellfleckgröße d_f und Röntgenleistung I charakterisiert. Zur Charakterisierung der Quellgröße wird eine Kantenmethode in Anlehnung an DIN EN-12543 [1] verwendet: Mithilfe des Testmusters JIMA RT RC-2 wird die effektive Pixelgröße bestimmt und über die Verschmierung der Kante wird die Brennfleckgröße bestimmt. Die angegebenen Größen entsprechen dem Halbschatten der Kante, der zwischen 10 % und 90 % der Intensität beinhaltet (siehe Abb. 7.1). Für einen gaußförmigen Quellfleck entspricht $d_{10/90} = 2,546\sigma = 1,089 \text{ FWHM}$.

Die Intensität wird über die im Detektor gezählten Photonen bestimmt, wobei die Absorption im Strahlweg und die Sensitivität der Silizium-Sensorschicht mit in Betracht gezogen werden.

7.1.3 Auflösung und Detailerkennbarkeit

Zur Charakterisierung der optimierten Röntgenquelle wird ein Test der Auflösung und Detailerkennbarkeit anhand eines Siemenssterns der Firma Xradia durchgeführt. Das Testmuster beinhaltet Strukturen bis zu 50 nm. Die Strukturen bestehen aus 3 μm Gold auf einer 300 nm dicken Si_3N_4 -Membran. Die Auflösung wird analog zu einem Rayleigh-Kriterium entlang einer Kante im Siemensstern gemessen (siehe auch Anhang A.2). Das verwendete Linienprofil wird auch dazu verwendet, um die Modulationstransferfunktion (MTF, siehe Anhang A.1) des Systems abzuschätzen.

Davon unabhängig wird die Detailerkennbarkeit in dieser Arbeit als die Strukturgröße festgelegt, die visuell gerade noch erkennbar ist. Diese Unterscheidung zwischen Detailerkennbarkeit und Auflösung ist nötig, da bei einer sehr hohen Abtastung (kleine effektive Pixelgröße) sehr kontrastreiche Strukturen erkennbar sind, obwohl ihre Größe unter der oben definierten Auflösungsgrenze liegen.

Der Stern wird im Röntgenmikroskop bei 30 kV, 20 nA und einer Belichtungszeit von 20 min und, zum Vergleich, am kommerziell verfügbaren zonenlinsenbasierten System UltraXRM-L200 der Firma Xradia mit 5 min Belichtungszeit und monochromatischer 8 keV CuK_α -Strahlung aufgenommen.

7.2 Ergebnisse

7.2.1 Targetoptimierung

Bei steigender Schichtdicke nimmt die erreichte Röntgenleistung pro einfallendem Elektron zunächst zu bis ein Maximum erreicht wird und nimmt wieder ab, wenn die Eigenabsorption im Target dominiert, wie in 2.3 beschrieben. In Abb. 7.1b und c sind die Ergebnisse der

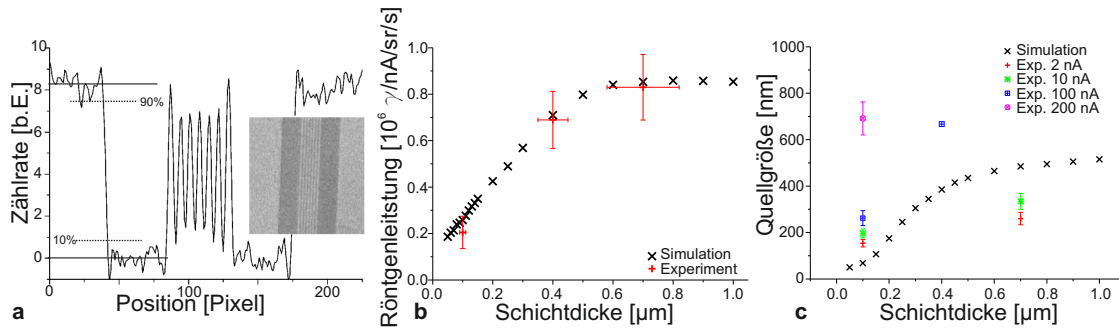


Abbildung 7.1: **a** Radiographie und Linienprofil zur Bestimmung von Quellfleckgröße und Röntgenleistung. Als Quellfleck wird der Halbschatten einer Kante angenommen, der zwischen 10 % und 90 % der Intensität beinhaltet. Das 400 nm Strichmuster dient zur Bestimmung der Vergrößerung. **b** Simulierte und gemessene Röntgenleistung bei gegebener Schichtdicke. Die gemessene Röntgenleistung wurde um die Absorption im Strahlweg und die Detektorsensitivität korrigiert. Das Maximum wird in der Simulation bei 700 nm angenommen. Die Fehlerbalken errechnen sich aus der inhomogenen Schichtdicke und dem Raumwinkel, den ein Pixel abdeckt. **c** Quellfleckgröße bei gegebener Schichtdicke und verschiedenen Strömen. Die gemessenen Daten spiegeln zwar den Trend eines zunehmenden Quellflecks bei steigender Schichtdicke wider, jedoch stimmen die Absolutwerte nicht überein. Außerdem hängt die erreichbare Quellgröße stark vom eingestellten Targetstrom und damit von der Fokussierung des Elektronenstrahls ab. Hier sind nur die Fehler angegeben, die aus Ablesefehlern der Vergrößerung stammen.

Monte Carlo-Simulationen für Quellfleckgröße und Röntgenleistung gezeigt. Die maximale Röntgenleistung wird für ein Wolframtarget bei 30 kV Beschleunigungsspannung bei 700 nm erreicht. Die Quellfleckgröße steigt schon bei dünnen Schichtdicken ab 100 nm stark an. Das führt dazu, dass die auf die Quellfleckgröße bezogene Röntgenleistung bei 100 nm maximal wird. Aufgrund dieser simulativen Erkenntnisse werden diese Schichtdicken für optimierte Transmissionstargets umgesetzt und die erwarteten Ergebnisse experimentell überprüft. Zusätzlich wird eine Schichtdicke von 400 nm realisiert. Die Targets sind am Fraunhofer IISB¹ von Dr. Anton Bauer hergestellt worden.

Abb. 7.2 zeigt exemplarisch ein Foto eines optimierten Targets und eine Aufnahme aus dem Rasterelektronenmikroskop (REM). Obwohl die Wolframschicht optisch homogen aussieht, ist schon bei niedriger Vergrößerung im REM zu erkennen, wie inhomogen das Schichtwachstum ist.

Auch die tatsächliche Schichtdicke entspricht nicht überall exakt der geforderten Dicke (siehe Abb. 7.3). Die 100 nm dicke Schicht ist deutlich homogener als die 700 nm Schicht. Es zeigt sich, dass die Schichtdicke nicht über das gesamte Target konstant ist.

Die experimentellen Ergebnisse zur Röntgenleistung stimmen für alle Schichtdicken sehr gut mit den simulativen Vorhersagen überein (siehe Abb. 7.1b). Die Quellfleckgröße, die bei verschiedenen Targetströmen gemessen wird, stimmt in den Absolutwerten nicht mit den Vorhersagen überein. Allerdings ist der Trend reproduziert, dass mit steigender Schichtdicke

¹Fraunhofer-Institut für Integrierte Systeme und Bauelementetechnologie

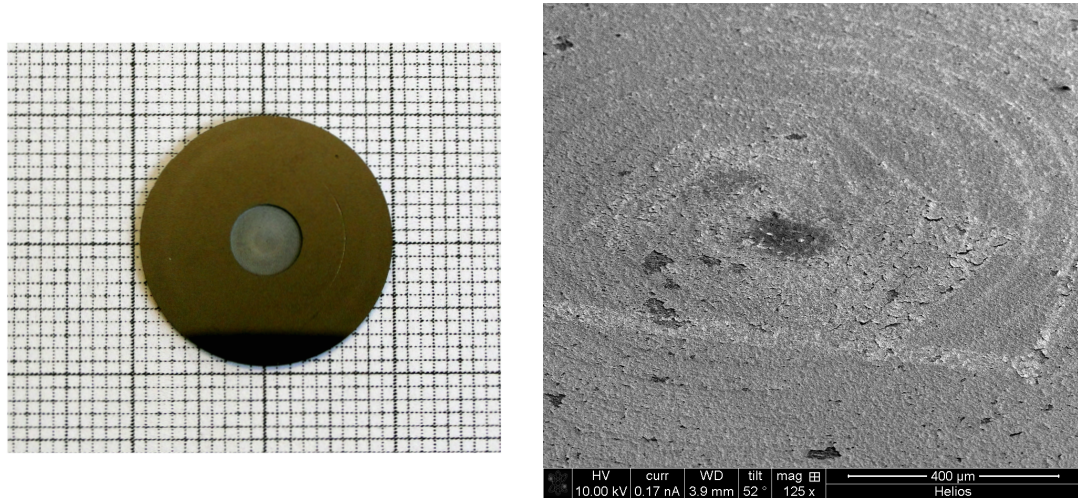


Abbildung 7.2: Fotografie eines optimierten Dünnschichttargets (links) und rasterelektronenmikroskopische Aufnahme. Im Foto ist deutlich die 700 nm Wolframschicht auf dem Kohlenstoffträger zu sehen. Im Rasterelektronenmikroskop (125-fache Vergrößerung) ist zu sehen, wie inhomogen die Schicht auf dem Substrat aufwächst.

die Quellfleckgröße zunimmt (siehe Abb. 7.1c). Minimal können bei kleinen Strömen (2 nA) Quellgrößen von 157 nm und 260 nm erreicht werden.

7.2.2 Auflösungstests

Ein Auflösungstest des so optimierten Systems soll die Leistungsfähigkeit der projektiven Mikroskopie zeigen. Die Ergebnisse sind in Abb. 7.4 dargestellt. An einem Siemensstern können im Projektionsmikroskop noch Details bis 100 nm visuell erkannt werden. Eine quantitative Auswertung der Auflösung über eine angenommene Gaußsche Verschmierung im Bild liefert $r_{\text{Rayleigh}} = 215 \text{ nm} \pm 9 \text{ nm} = r_{\text{FWHM}} = 197 \text{ nm} \pm 8 \text{ nm}$.

Das Xradia UltraXRM-L200 hat im Large Field-of-View Mode eine Detailerkennbarkeit von 50 nm und eine Auflösung von $r_{\text{Rayleigh}} = 468 \text{ nm} \pm 20 \text{ nm} = r_{\text{FWHM}} = 430 \text{ nm} \pm 18 \text{ nm}$.

Aus den angefitzten Gaußfunktionen lässt sich auch eine Modulationstransferfunktion für das Gesamtsystem (MTF) für die jeweiligen Aufnahmen berechnen (siehe Abb. 7.4). Diese Ergebnisse sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst.

7.3 Diskussion

Monte Carlo-Simulationen bieten ein verlässliches Werkzeug zur Ermittlung der optimalen Schichtdicke für Transmissionstargets. Es können für die gewählte Beschleunigungsspannung zwei Dicken eindeutig identifiziert werden, eine für maximale integrale Röntgenleistung und eine für maximale Röntgenleistung bezogen auf die erreichte Quellfleckgröße.

²kleinste verfügbare Struktur

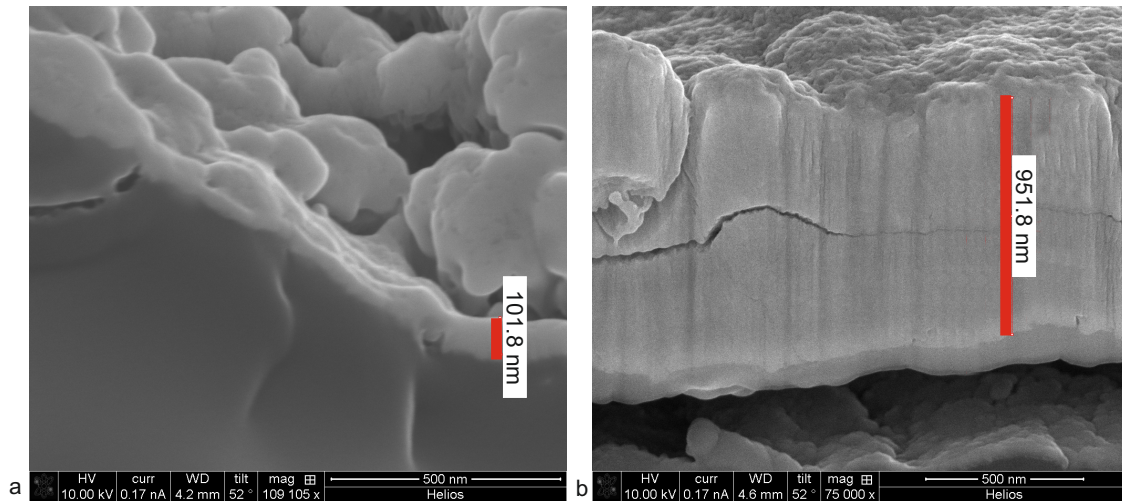


Abbildung 7.3: Die hergestellten Targets im Schnittbild, aufgenommen mit einem Rasterelektronenmikroskop bei 75000-facher Vergrößerung. **a** Das 100 nm Target **b** Das 700 nm Target. Die Schichtdicke ist nicht über das gesamte Target konstant. Rechts ist auch zu erkennen, dass die dickeren Schichten nicht homogen sind und sich vom Substrat lösen.

	Projektionsmikroskop	Xradia	sub μ CT
Detailerkennbarkeit	100 nm	50 nm	< 500 nm ²
Auflösung (Gauß, FWHM)	197 nm	430 nm	1086 nm
MTF 50 %	4,55 ^{lp} / μ m	2,17 ^{lp} / μ m	0,85 ^{lp} / μ m
MTF 20 %	6,63 ^{lp} / μ m	3,29 ^{lp} / μ m	1,30 ^{lp} / μ m
MTF 10 %	8,30 ^{lp} / μ m	3,92 ^{lp} / μ m	1,56 ^{lp} / μ m

Tabelle 7.1: Gemessene Detailerkennbarkeiten und Auflösungen für das Projektionsmikroskop und zum Vergleich für das Xradia Zonenlinsenmikroskop sowie eine Sub μ CT-Anlage des Fraunhofer EZRT. Außerdem sind die aus der Auflösung abgeleiteten Raumfrequenzen angegeben, bei denen 50 %, 20 % oder 10 % Übertragung stattfinden.

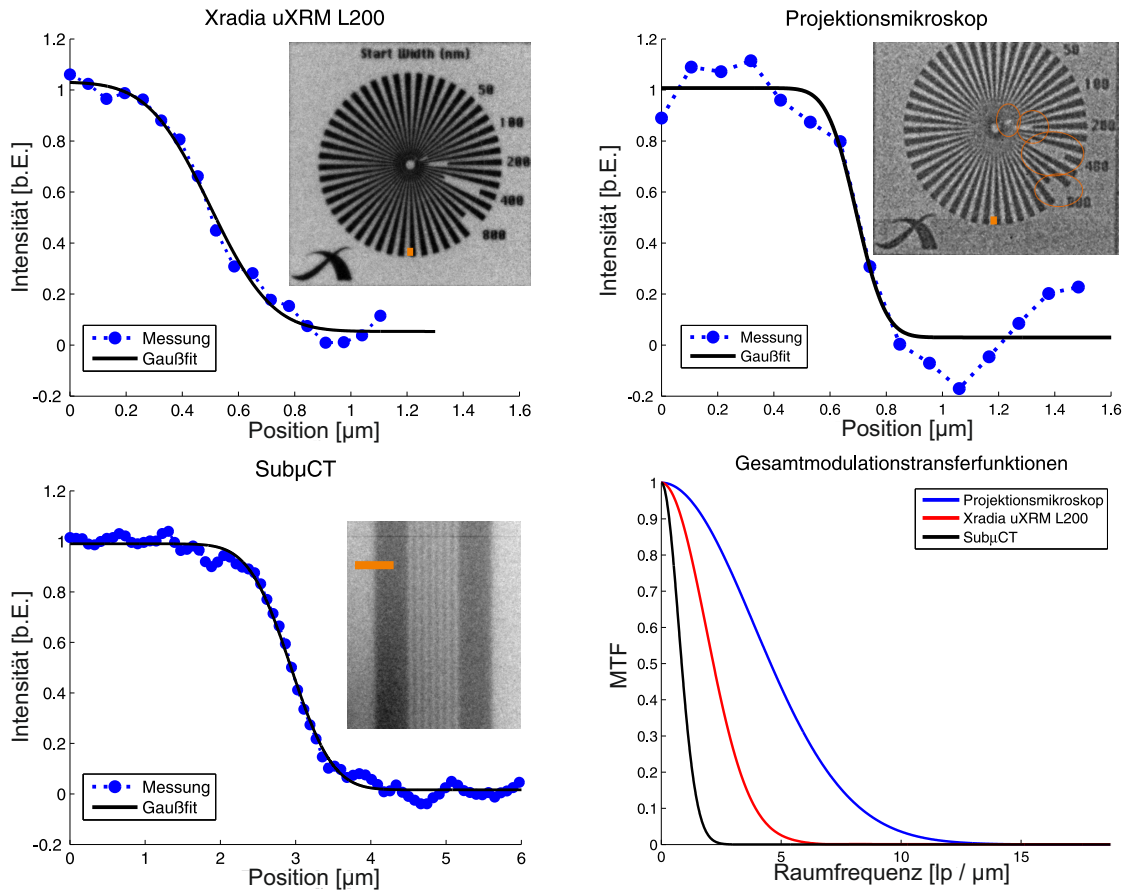


Abbildung 7.4: Ergebnisse eines Auflösungsstests der optimierten Quelle im Vergleich zu einem Auflösungsstest an einem kommerziell verfügbaren Zonenlinsenmikroskop und einer Sub μ CT-Anlage: Radiographien eines Siemenssterns und eines 600 nm Strichmusters mit zugehörigen Linienprofilen entlang der roten Linien. An die Linienprofile ist eine Gaußsche Fehlerfunktion angepasst.

Das Projektionsmikroskop bietet eine Detailerkennbarkeit von 100 nm und eine Auflösung $r = 215$ nm (Rayleigh-Kriterium), wobei das Zonenlinsenmikroskop bei $r = 465$ nm eine Detailerkennbarkeit von 50 nm bietet. Beide Aufnahmen zeigen eine radial gleichmäßige Auflösung. Die Aufnahmeparameter sind: Projektionsmikroskop: 30 kV, 20 nA, 20 min Belichtungszeit. Zonenlinsenmikroskop: Large Field-of-View Mode, $\text{CuK}\alpha$ -Strahlung, 5 min. Die Auflösung der Sub μ CT-Anlage ist $r = 1086$ nm bei maximaler Vergrößerung (80 kV, 450 μA , 2,5 s Belichtung).

Die Modulationstransferfunktionen aus den angepassten Fehlerfunktionen für die Gesamtsysteme spiegeln die gemessenen Auflösungen wider.

Die Vorhersagen der Simulation in Bezug auf die Röntgenleistung stimmen sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen überein. Die Absolutwerte der Vorhersage für die erreichte Quellgröße allerdings zeigen starke Abweichungen von den experimentellen Ergebnissen, nur der Trend eines zunehmenden Quellflecks bei zunehmender Schichtdicke ist reproduzierbar. Ein Grund dafür ist, dass die Fokussierung des Elektronenstrahls im Experiment nicht bekannt ist. Für die Simulation muss daher als Eingangsparameter eine Schätzung dienen. Des Weiteren wird in der Simulation jedes entstehende Photon unabhängig von seiner Energie und seinem Impuls gezählt, was auch sehr niederenergetische Photonen beinhaltet, die von Elektronen erzeugt werden, die durch mehrmalige Streueignisse weit vom Zentrum entfernt sind. Diese Photonen können allerdings im Experiment nicht nachgewiesen werden, weswegen es gemessene Quellflecke gibt, die kleiner sind als vorhergesagt. Bei hohen Strömen stimmt die tatsächliche Elektronenfokussierung nicht mit den in der Simulation angenommenen 50 nm überein, sondern ist deutlich größer. Deswegen sind die bei hohen Strömen gemessenen Quellflecke deutlich größer als vorhergesagt.

Die Unregelmäßigkeiten in den aufgesputterten Schichten beeinflussen die Bildqualität nicht negativ. Die Schichten besitzen auf Längenskalen unter 500 nm nur kleine Unregelmäßigkeiten, deren Größe deutlich unter der Quellfleckgröße liegt. Größeren Unregelmäßigkeiten kann durch eine geeignete Positionierung des Elektronenstrahls ausgewichen werden.

Mit dem optimierten Hochauflösungstarget erreicht das System bei einer Vergrößerung von 511 eine Auflösung von $r_{\text{FWHM}} = 197 \text{ nm} \pm 8 \text{ nm}$ bei einer Detailerkennbarkeit von 100 nm. Der Vergleich mit einem zonenlinsenbasierten Röntgenmikroskop zeigt, dass die Auflösung des Projektionsmikroskops deutlich besser ist, wobei das Zonenlinsenmikroskop eine bessere Detailerkennbarkeit liefert. Das ist damit zu erklären, dass im Zonenlinsenmikroskop ein höheres Sampling verwendet wird (65 nm im Vergleich zu 106 nm beim Projektionsmikroskop). Abschließend lässt sich feststellen, dass im Vergleich zu einer modernen Sub μ CT-Anlage die Auflösung in projektiver Vergrößerung um mehr als einen Faktor 5 gesteigert werden konnte. Eine bessere Auflösung ist nur mit linsenbasierten Systemen (siehe [15]) oder ptychographischer Mikroskopie (siehe [49]) am Synchrotron zu erreichen.

Kapitel 8

Detektorcharakterisierung

Bei hochauflösender Röntgenbildgebung ist es von besonderer Bedeutung, alle an der Bildgebung beteiligten Komponenten genau zu charakterisieren und vor dem Hintergrund der Aufgabenstellung aufeinander abzustimmen. Im Fall der linearen Laminographie, wie sie in dieser Arbeit angewendet wird, ist die Charakterisierung des Detektors wichtig, da bei dieser Bildgebungsmethode der Detektor, wie in Kap. 6 beschrieben, nicht immer unter dem gleichen Winkel bestrahlt wird, d. h. die Charakteristika des Detektors sind nicht für jede Projektion gleich, da sich die im Sensor deponierte Energie auf mehrere Pixel entlang des Einfallpfades der Strahlung verteilt (siehe Abb. 8.5a). Eine ähnliche Problematik wird qualitativ in [48] behandelt. Dort wird zwar ein Modell für den beobachteten Effekt vorgestellt, jedoch werden keine quantitativen Aussagen über die Auflösung bei verschiedenen Bestrahlungswinkeln gemacht.

Der schräge Einfall der Strahlung auf die Sensorfläche führt zu einer asymmetrischen Punktspreizfunktion. Das bedeutet, dass in einer Richtung die Ortsauflösung auf dem Detektor reduziert ist. In Aufbauten mit linearer Laminographie kann dies die erreichbare Bildqualität in rekonstruierten Volumen beeinflussen. In diesem Kapitel wird nur dargestellt, welchen Einfluss diese Schrägbestrahlung auf die erreichbare Bildqualität hat. Der Einfluss einer veränderten Sensitivität durch eine erhöhte projizierte Sensordicke wird nicht behandelt, da dieser mit einem Hellbildabgleich für jede Bestrahlungsrichtung korrigiert werden kann. Die vorgestellten Ergebnisse sind bereits in [20], [66] und [65] veröffentlicht.

8.1 Bestimmung der detektoreigenen Modulationstransferfunktion unter verschiedenen Bestrahlungswinkeln

Um die erreichbare Bildqualität zu bestimmen, wird die detektoreigene Modulationstransferfunktion (MTF, siehe Anhang A.1) bestimmt. Da im gewählten Bildgebungsmodus der Detektor gegen die Quelle verschoben wird, muss die MTF bei unterschiedlichen Bestrahlungswinkeln in unterschiedliche Richtungen über die Linienspreizfunktion LSF (engl. *line spread funktion*) gemessen werden (siehe Abb. 8.1a).

Die experimentelle Bestimmung der Detektor-MTF wird nicht an der vorgestellten Röntgenquelle durchgeführt, sondern es wird dafür ein Aufbau gewählt, bei dem der Detektor mit einer konventionellen Röntgenröhre bestrahlt wird, während die verschiedenen Bestrahlungs-

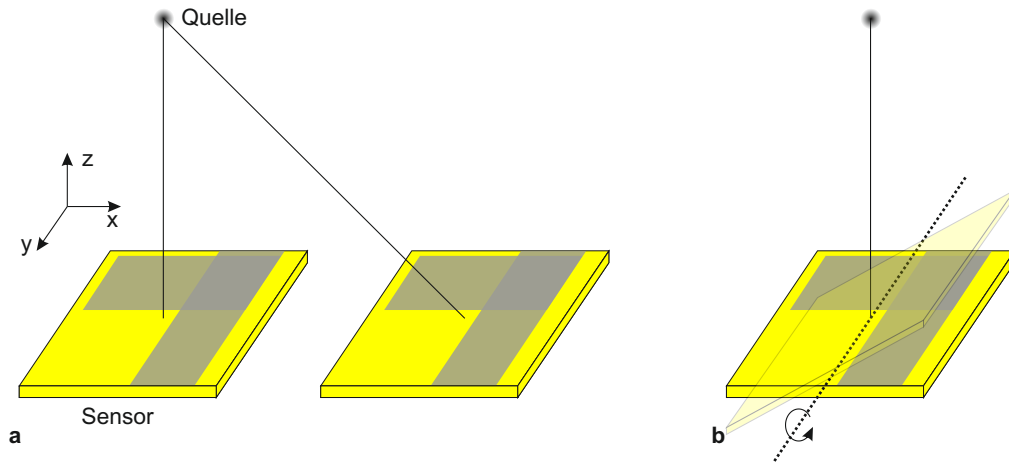


Abbildung 8.1: a Beim gewählten Laminographie-Modus wird der Detektor gegen die Quelle verschoben. Das macht eine Bestimmung der MTF bei verschiedenen Bestrahlungswinkeln und in unterschiedliche Richtungen notwendig. Die MTF wird sowohl in Richtung der Detektorverschiebung (x) als auch senkrecht dazu (y) gemessen.

b Im Aufbau bei dem die Detektorcharakterisierung durchgeführt wird, werden die unterschiedlichen Bestrahlungswinkel durch Rotation des Detektors gegen die Quell-Detektor-Linie realisiert. Als Quelle dient eine konventionelle Röntgenröhre, die ein ähnliches Spektrum wie die Quelle des Röntgenmikroskops liefert, aber einen deutlich höheren Photonenfluss bietet.

winkel durch Rotation des Detektors realisiert werden (siehe Abb. 8.1b). Die verwendete Quelle ist eine rtw MCBM 65B-50W, die bei 30 kV ein Spektrum liefert, das dem der für die Bildgebung tatsächlich verwendeten Quelle sehr ähnlich ist. Die Aufnahmen zur Bestimmung der MTF sind bei einem Anodenstrom von 0,5 mA und einer Belichtungszeit von 100 s aufgenommen. Als Kante zur Bestimmung der Sprungantwort wird eine 1 mm starke Wolframkante (Absorption nahezu 100 %) verwendet. Die Auswertung wird wie in Anhang A.1 beschrieben durchgeführt.

Des Weiteren werden zur Unterstützung der experimentell gefundenen Ergebnisse Monte Carlo-Simulationen zur Bestimmung der MTF mit dem Simulationspaket ROSI gemacht. Dazu wird eine in ROSI implementierte Nachbildung der Funktionalitäten des Medipix2-Detektors verwendet, die am Fraunhofer EZRT entwickelt wurde [23]. Der Rest des Aufbaus wird in ROSI realitätsnah abgebildet, d. h. es werden die gleiche Aufnahmegeometrie und die gleichen Materialien implementiert.

8.2 Ergebnisse

Auswertungen der Ergebnisse der Monte Carlo-Simulationen zeigen, dass die Auflösung des Detektors bei Bestrahlung unter verschiedenen Winkeln abhängig von der Richtung, in der die Auflösung gemessen wird, unterschiedliches Verhalten zeigt. Aus der Simulation ist zu erwarten, dass die Auflösung bei steigendem Winkel der Schrägbestrahlung in x -Richtung (Bestrahlungsrichtung) stark abnimmt, in y -Richtung (senkrecht zur Bestrahlungsrichtung)

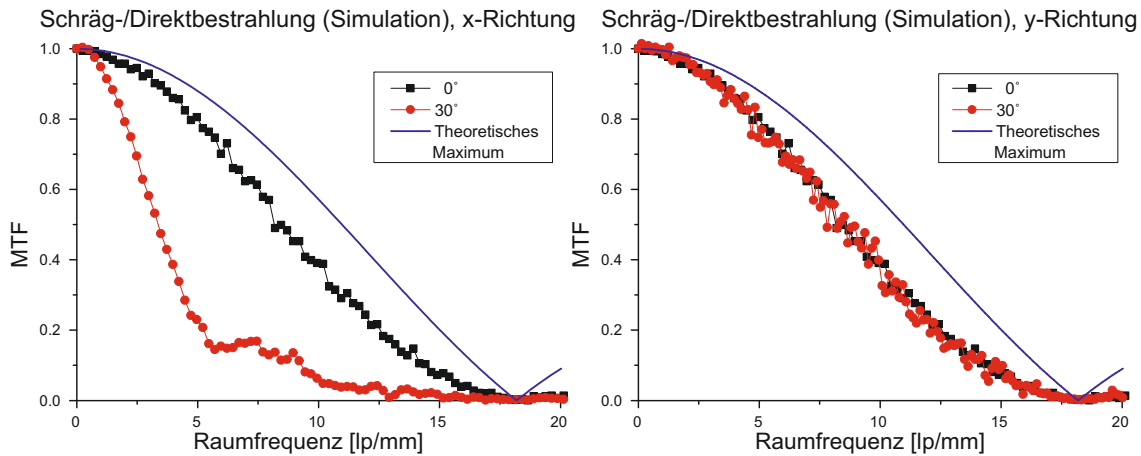


Abbildung 8.2: Mit ROСИ durchgeführte Monte Carlo-Simulationen zeigen, dass die Auflösung des Detektors stark von der Richtung abhängt, in der die Strahlung auftrifft und auch von der Richtung, in der die Auflösung gemessen wird. In y-Richtung (senkrecht zur Bestrahlungsrichtung, rechts) ist zu erwarten, dass die Auflösung unter Schräg- und Direktbestrahlung gleich ist, wobei in x-Richtung (in Bestrahlungsrichtung, links) die Auflösung unter 30° Schrägbestrahlung deutlich schlechter wird. Das angegebene theoretische Maximum ist die MTF eines idealen Detektors mit 55 μm Pixelgröße.

jedoch unverändert bleibt (siehe Abb. 8.2). Eine Zusammenstellung der Vorhersagen ist in Tabelle 8.1 gegeben. Es wird also eine richtungsabhängige Auflösung in den aufgenommenen Projektionen erwartet.

Messungen der MTF am Medipix2-Detektor zeigen eine gute Übereinstimmung mit den simulativen Vorhersagen (siehe Abb. 8.3). Die gemessenen MTFs sind besonders im Frequenzbereich zwischen 3 lp/mm und 10 lp/mm etwas schlechter als die Vorhersage. In den gemessenen MTFs ist in x-Richtung ein Abfall der Auflösung (50 % MTF) von 7,58 lp/mm auf 2,75 lp/mm zu beobachten, was mit dem vorhergesagten relativen Abfall auf etwa 40 % gut übereinstimmt. In y-Richtung ist die Verminderung der Auflösung deutlich geringer ausgeprägt als in x-Richtung, allerdings sehr viel stärker als von der Simulation vorhergesagt (siehe Abb. 8.4). Eine Zusammenstellung der gemessenen Auflösungen ist in Tabelle 8.2 zu finden.

8.3 Diskussion

Ein Mechanismus, der die Richtungsabhängigkeit der Detektorauflösung unter Schrägbestrahlung erklärt, ist, wie bereits in [48] beschrieben, dass Röntgenphotonen ihre Energie immer entlang der Einfallsrichtung im Sensor deponieren. Dadurch kommt es bei schrägem Einfall dazu, dass diese Signale über mehrere Pixel in Einfallsrichtung verteilt werden (engl. auch *signal sharing*), was zu einer asymmetrischen Punktspreizfunktion auf dem Detektor führt (siehe Abb. 8.5). Die Auflösung senkrecht zur Einfallsrichtung bleibt dabei unbeeinflusst.

In den Vorhersagen aus der Monte Carlo-Simulation wird dieses Verhalten sehr gut reproduziert. In den Experimenten ist aber eine stärkere Beeinträchtigung der Auflösung in Einfallsrichtung zu beobachten. Auch wird im Experiment eine Verminderung der Auflösung

x-Richtung	0°	10°	20°	30°
MTF 50 %	8,17 lp/mm	7,05 lp/mm	4,82 lp/mm	3,38 lp/mm
MTF 20 %	12,57 lp/mm	10,52 lp/mm	7,16 lp/mm	5,26 lp/mm
MTF 10 %	14,44 lp/mm	12,59 lp/mm	9,29 lp/mm	8,82 lp/mm
y-Richtung				
MTF 50 %	8,16 lp/mm			8,20 lp/mm
MTF 20 %	12,55 lp/mm			12,33 lp/mm
MTF 10 %	14,45 lp/mm			14,27 lp/mm

Tabelle 8.1: Simulative Vorhersagen für die Auflösungen des Medipix2-Detektors mit 300 µm Silizium als Sensorschicht unter verschiedenen Bestrahlungswinkeln. Die gegebenen Auflösungen sind sowohl in Bestrahlungsrichtung (x-Richtung) als auch senkrecht dazu (y-Richtung) gemessen. In x-Richtung wird eine starke Verminderung der Auflösung erwartet. In y-Richtung ist die Auflösung nahezu unverändert.

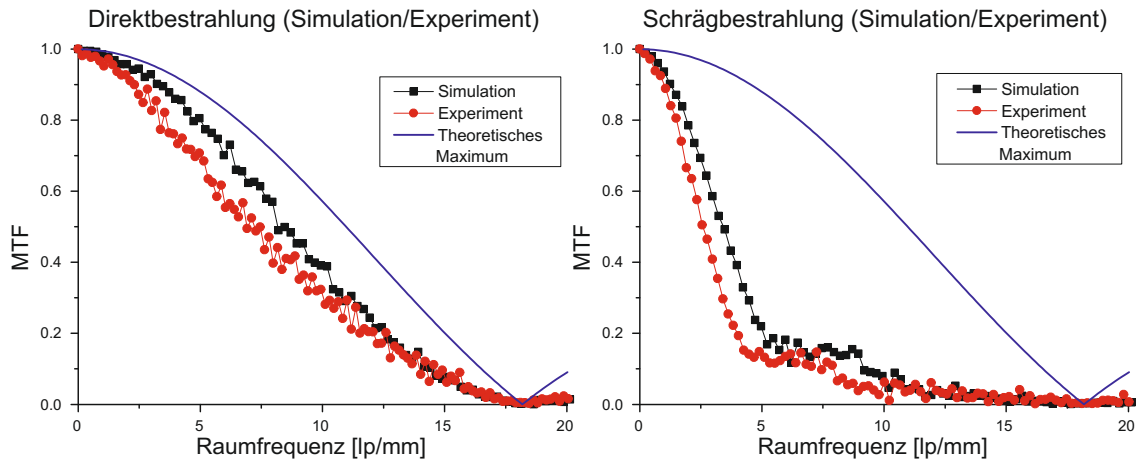


Abbildung 8.3: Ein Vergleich zwischen gemessenen Daten und Monte Carlo-Simulationen zeigt eine gute Übereinstimmung der MTFs sowohl unter Direkt- als auch unter Schrägbestrahlung. Die gemessenen MTFs sind immer etwas schlechter als die simulierten, besonders im Bereich mittlerer Raumfrequenzen zwischen 2,5 lp/mm und 10 lp/mm.

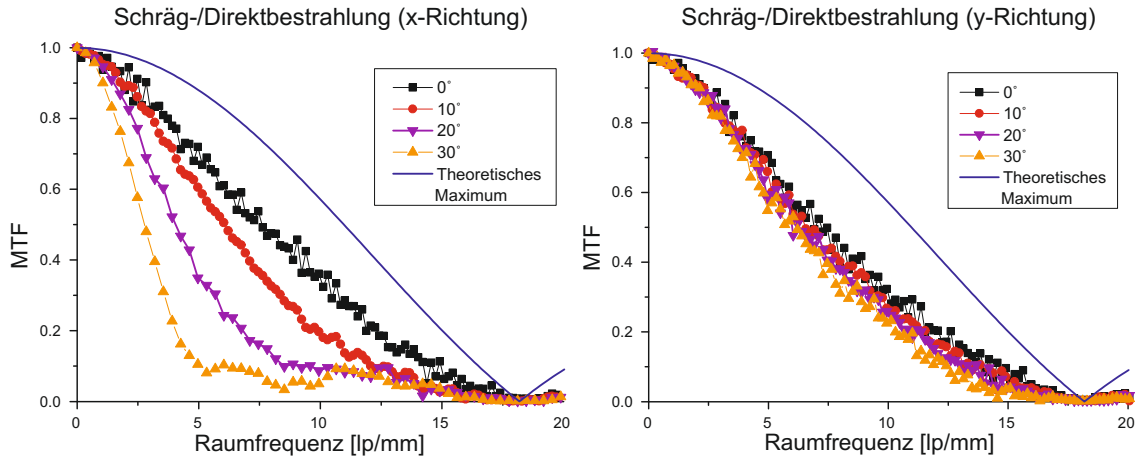


Abbildung 8.4: Die gemessenen MTFs zeigen eine stetige Abnahme der Ortsauflösung des Detektors in x-Richtung (links). Die Auflösung (50 % MTF) fällt von $7,58 \text{ lp/mm}$ bei direkter Bestrahlung auf $2,75 \text{ lp/mm}$ bei Bestrahlung unter 30° . Im Gegensatz zur simulativen Vorhersage nimmt auch die Auflösung in y-Richtung ab, wenn auch nur sehr leicht.

	0°	10°	20°	30°
x-Richtung				
MTF 50 %	$7,58 \text{ lp/mm}$	$6,06 \text{ lp/mm}$	$4,03 \text{ lp/mm}$	$2,75 \text{ lp/mm}$
MTF 20 %	$11,89 \text{ lp/mm}$	$9,89 \text{ lp/mm}$	$6,81 \text{ lp/mm}$	$4,06 \text{ lp/mm}$
MTF 10 %	$14,23 \text{ lp/mm}$	$12,01 \text{ lp/mm}$	$8,50 \text{ lp/mm}$	$5,03 \text{ lp/mm}$
y-Richtung				
MTF 50 %	$7,21 \text{ lp/mm}$	$6,54 \text{ lp/mm}$	$6,0 \text{ lp/mm}$	$6,19 \text{ lp/mm}$
MTF 20 %	$12,11 \text{ lp/mm}$	$11,58 \text{ lp/mm}$	$10,09 \text{ lp/mm}$	$10,29 \text{ lp/mm}$
MTF 10 %	$14,0 \text{ lp/mm}$	$13,4 \text{ lp/mm}$	$13,03 \text{ lp/mm}$	$12,45 \text{ lp/mm}$

Tabelle 8.2: Gemessene Auflösungen für den Medipix2-Detektor mit $300 \mu\text{m}$ Silizium als Sensorschicht unter verschiedenen Bestrahlungswinkeln. Die gegebenen Auflösungen sind sowohl in Bestrahlungsrichtung (x-Richtung) als auch senkrecht dazu (y-Richtung) gemessen. In x-Richtung zeigt sich, wie erwartet, ein starker Rückgang des Auflösungsvermögens. In y-Richtung wird die Auflösung stärker vermindert als von der Simulation vorhergesagt.

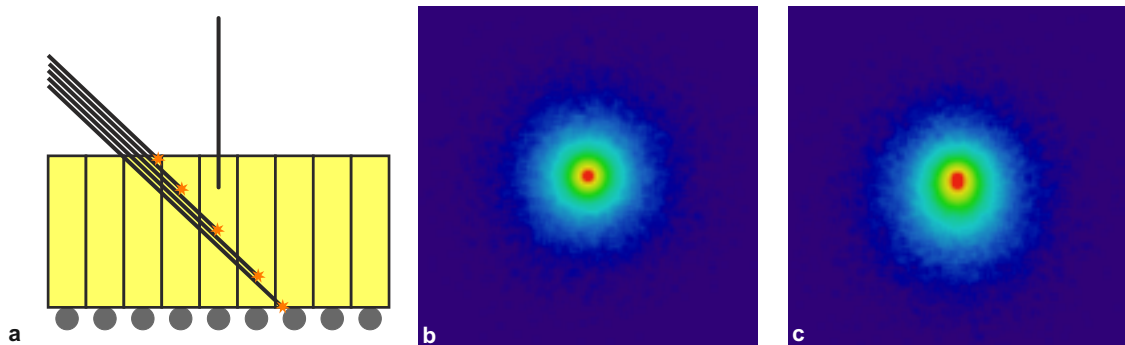


Abbildung 8.5: Der schräge Einfall der Röntgenphotonen (a) bei der Bildgebung unter hohen Winkeln führt dazu, dass sich die deponierte Energie nicht mehr hauptsächlich senkrecht im Sensormaterial verteilt. Die Verteilung der deponierten Energie folgt der Einfallrichtung der Photonen, so dass dieses Signal zu einer asymmetrischen Punktspreizfunktion (c) im Gegensatz zur sonst symmetrischen Punktspreizfunktion (b).

senkrecht zur Einfallrichtung beobachtet. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der experimentelle Aufbau nur bis auf etwa 1° genau in jede Raumrichtung justiert ist. Diese Ungenauigkeit betrifft dabei auch die Ausrichtung der Drehachse, um die der Detektor gedreht wird. Das führt bei Drehung des Detektors auch zu einer leichten Verkippung der Sensoroberfläche gegen die y -Achse (siehe Abb. 8.1) und damit zu einer leichten Verschlechterung der Auflösung in y -Richtung. Die Dejustage ist auch eine Erklärung für die Abweichungen der Vorhersagen von den experimentellen Ergebnissen.

Zusammen mit den in Kapitel 10.1 dargestellten geometrischen Einschränkungen und dem Signal-Rausch-Verhältnis in den einzelnen Projektionen ist die nachgewiesene richtungsabhängige Auflösung in den Projektionen ein wichtiger Einfluss auf die zu erreichende Qualität in rekonstruierten 3D-Volumen. Diese Einflüsse werden in Kap. 10 genauer untersucht.

Kapitel 9

Phasenkontrastbildgebung

In diesem Kapitel wird eine Möglichkeit untersucht, mit Laborröntgenquellen Phasenkontrastbildgebung zu betreiben. Dazu wird theoretisch erarbeitet, welche Aufnahmegeometrie bei gegebenen Parameter (Quellgröße und Detektor) zu optimalen Ergebnissen, also maximaler Kontrastüberhöhung, bei Testobjekten führt. Diese numerischen Ergebnisse werden an zwei unterschiedlichen Anlagen – dem vorgestellten Röntgenmikroskop und einer Anlage mit Flüssigmetallanodenröhre – experimentell überprüft.

Die präsentierten Ergebnisse sind zum Teil bereits in [6], [7] und [21] veröffentlicht.

9.1 Theoretische Betrachtung der Phasenkontrastbildgebung mit Laborröntgenquellen

Die hier folgende theoretische Betrachtung der Phasenkontrastbildgebung zur Bestimmung der optimalen Aufnahmegeometrie orientiert sich sehr eng an [6].

Bei der Phasenkontrastbildgebung wird, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, auch der Realteil des komplexen Brechungsindex eines Objekts ausgenutzt – im Gegensatz zur konventionellen Röntgenabsorptionsbildgebung, bei der nur der Imaginärteil genutzt wird. Für Röntgenstrahlung kann der Brechungsindex n dargestellt werden als

$$n = 1 - \delta + i\beta. \quad (9.1)$$

Dabei beschreibt β die Absorption und δ ist ein Maß für den Phasenschub, den eine Welle beim Durchlaufen eines Materials erfährt. Durch die Fresnelbeugung (siehe Kap. 4.2) können auch Objekte mit sehr schwachem Absorptionskontrast sichtbar gemacht werden. In hochauflösenden Röntgensystemen zeigt sich Phasenkontrast als Kantenüberhöhung (auch *edge enhancement* oder *Fringe-Kontrast*) an Materialgrenzen. Abb. 9.1 zeigt eine simulierte Röntgenaufnahme, in der solche Kontrastüberhöhungen an den Objektgrenzen auftreten. Der Absorptionskontrast der Kohlenstofffaser liegt unter dem erreichten Signal-Rausch-Verhältnis im gezeigten Linienprofil. Die folgende Betrachtung liefert eine Methode, mit der bestimmt werden kann, unter welchen Parametern die Kontrastüberhöhung an den Objektgrenzen optimal wird.

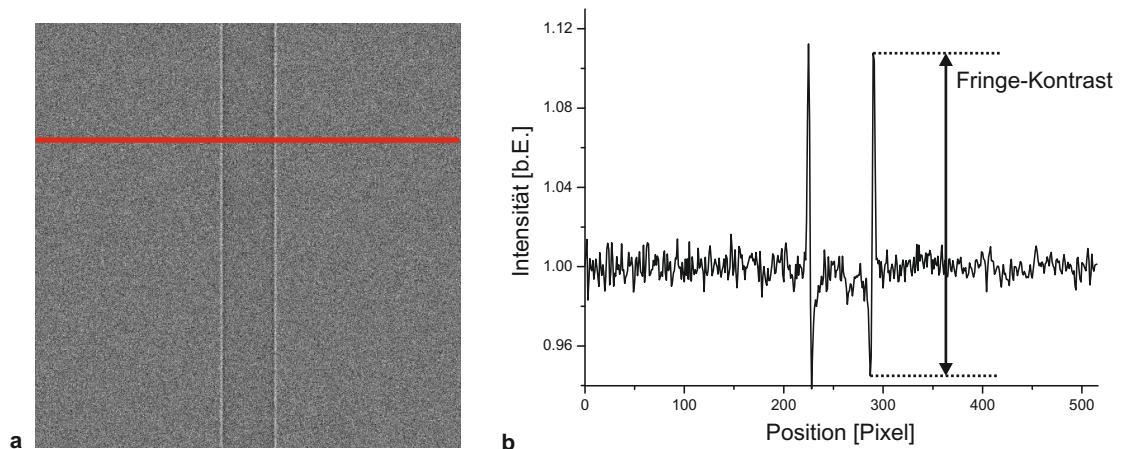


Abbildung 9.1: **a** Simulierte Röntgenaufnahme einer Kohlenstofffaser ($6\ \mu\text{m}$ Durchmesser) bei 500-facher Vergrößerung. Die Simulationsparameter sind so gewählt, dass sie den Aufnahmeparametern des Röntgenmikroskops möglichst nahe kommen: Quellgröße $\sigma_s = 300\ \text{nm}$, Detektorunschärfe $\sigma_d = 27,5\ \mu\text{m}$, Fokus-Detektor-Abstand $500\ \text{mm}$, Fokus-Objekt-Abstand $1\ \text{mm}$, $\text{SNR} = 15$, $30\ \text{kV}$ Wolfram-Spektrum. Die ungeschwächte Intensität I_0 und die Intensität I hinter dem Objekt unterscheiden sich im Rahmen des gegebenen SNR nicht. Durch den Phasenschub, den die Welle beim Durchlaufen des Objekts erfährt, kommt es an den Objektgrenzen zu Interferenzerscheinungen, die sich als Kontrastüberhöhung äußern (sog. Fringes).

b Das Linienprofil entlang der roten Linie zeigt den verschwindenden Absorptionskontrast und die Kontrastüberhöhungen an der Faser-Luft-Grenze. Das Profil ist über 100 Detektorzeilen gemittelt.

Aus Abschnitt 4.2 ist bekannt, dass der Phasenschub, den eine Welle beim Durchlaufen eines Objekts erfährt, durch den Fresnelpropagator P_z bestimmt ist und das Beugungsmuster bei Parallelstrahlgeometrie als Faltung der Objektfunktion ψ mit P_z ausgedrückt werden kann (Gl. 4.12). Nach [32] wird diese Faltung im Frequenzraum mit der Ortsfrequenz $\vec{\xi}$ zu

$$\tilde{I}_z(\vec{\xi}) = e^{-i\pi\lambda z\xi^2} \int e^{-2i\pi\vec{x}\vec{\xi}} \psi(\vec{x}) \psi^*(\vec{x} + \lambda z\vec{\xi}) d\vec{x}, \quad (9.2)$$

wobei λ die Wellenlänge und z der Propagationsabstand ist. Der Fresnelpropagator im Frequenzraum ist also

$$\tilde{P}_z = e^{-i\alpha} = e^{-i\pi\lambda z\xi^2}. \quad (9.3)$$

Um den Phasenschub zu maximieren muss, bei ansonsten feststehenden Aufnahmeparametern, der Propagationsabstand z maximiert werden. Wird dieses Ergebnis mit dem Fresnel-Scaling-Theorem auf Kegelstrahlgeometrie für Laboranlagen übertragen, so wird der Propagator zu

$$\tilde{P}_{z_{\text{eff}}}(\vec{\xi}') = e^{-i\pi\lambda z_{\text{eff}}\xi'^2} \quad (9.4)$$

mit dem effektiven Propagationsabstand $z_{\text{eff}} = \frac{z_1 z_2}{z_1 + z_2}$ (siehe Abb. 4.5). Es ist zu beachten, dass bei Laboranlagen mit Kegelstrahlgeometrie sowohl der effektive Propagationsabstand z_{eff} als auch die maximal in einer Aufnahme enthaltene Raumfrequenz ξ'_{max} von der Positionierung des Objekts zwischen Quelle und Detektor abhängen. Die Breite der systemweiten Modulationstransferfunktion (MTF) $\tilde{\sigma}_{\text{System}}$ bestimmt ξ'_{max} . Für diese Arbeit wird angenommen, dass die System-MTF nur von der Quellgröße σ_s , der Detektorunschärfe σ_d , bzw. den in die Objektebene projizierten Quell- und Detektorunschärfen $\sigma_{s,\text{eff}}$ und $\sigma_{d,\text{eff}}$ bestimmt wird, da andere Einflüsse wie Photonstreuung im Objekt oder Detektor nur eine sehr untergeordnete Rolle spielen. Werden für beide Unschärfen gaußförmige Funktionen angenommen, so ergibt sich für die System-MTF

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{\text{System}}^2 &= \frac{1}{4\pi^2(\sigma_{s,\text{eff}}^2 + \sigma_{d,\text{eff}}^2)} \\ &= \frac{(z_1 + z_2)^2}{4\pi^2(z_1\sigma_d^2 + z_2\sigma_s^2)}, \end{aligned} \quad (9.5)$$

und für die Phase α des Fresnelpropagators

$$\begin{aligned} -i\alpha &= -i\pi\lambda z_{\text{eff}}\xi_{\text{max}}'^2 \\ &= \text{const} \cdot \frac{z_1 z_2 (z_1 + z_2)}{z_1^2 \sigma_d^2 + z_2^2 \sigma_s^2}. \end{aligned} \quad (9.6)$$

Mit Ausdruck 9.6 erhält man die Möglichkeit mit einem gegebenen Aufbau, also festem Abstand von Quelle zu Detektor ($z_1 + z_2$), gegebener Quelle (Wellenlänge λ und Größe σ_s) und gegebener Detektorunschärfe σ_d , durch richtige Positionierung des Objekts zwischen Quelle und Detektor die Phase α und somit die erwarteten Kontrastüberhöhungen zu maximieren.

Der Verlauf von α kann abhängig von den Systemparametern für verschiedene Anlagen sehr unterschiedlich sein. In Abb. 9.2 ist α für drei verschiedene Anlagen gegen den relativen Quell-

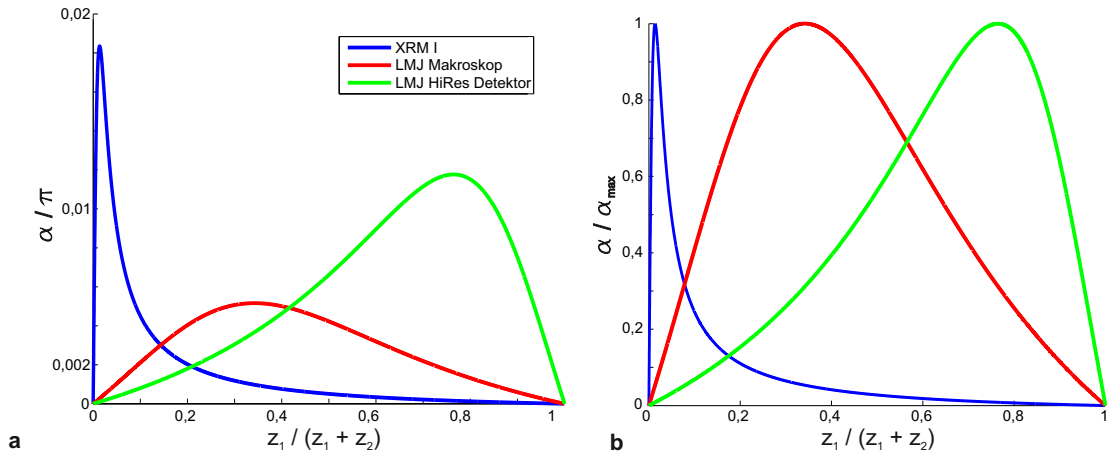


Abbildung 9.2: Der Verlauf der Phase α des Fresnelpropagators als Funktion des relativen Quell-Objekt-Abstands ist für verschiedene Anlagen sehr unterschiedlich. Im Besonderen lässt sich feststellen, dass das Maximum von α für das vorgestellte Röntgenmikroskop (XRM I) sehr weit vom maximalen effektiven Propagationsabstand entfernt liegen kann. So kann abgeschätzt werden, bei welchen Abständen die entstehenden Kontrastüberhöhungen maximal werden.

a Unnormierter Verlauf von α

b Verlauf von $\frac{\alpha}{\alpha_{\max}}$

Objekt-Abstand $\frac{z_1}{z_1 + z_2}$ aufgetragen. Die Parameter der jeweiligen Anlagen sind in Tab. 9.1 zusammengefasst. Die berechneten Anlagen entsprechen dem vorgestellten Röntgenmikroskop mit Hochintensitätstarget (siehe Kap. 7) und der am Lehrstuhl für Röntgenmikroskopie entwickelten Anlage mit Flüssigmetallanodenröhre (*liquid metal jet anode*, LMJ), einmal mit Makroskop-Detektor und einem hochauflösenden Detektor. Die an der LMJ-Anlage verwendeten Detektoren sind indirekte, energieintegrierende Detektoren. Dabei wird die Röntgenstrahlung durch einen Szintillator (Makroskop: Gadoliniumoxisulfid, hochauflösender Detektor: Lutetiumoxiorthosilikat) in sichtbares Licht umgewandelt. Dieses Licht wird über eine vergrößernde Optik auf einen Kamerachip (meist CCD) abgebildet. Der Szintillator kann so mit einer Pixelgröße von bis zu $0,6 \mu\text{m}$ abgetastet werden [3]. Für die Berechnungen ist allerdings nur die gemessene Detektorunschärfe von Bedeutung, die weit über der Pixelgröße liegt. Die Wellenlänge, mit der gerechnet wurde, entspricht in allen Fällen der Schwerpunktsenergie der jeweils verwendeten Spektren.

Es ist zu erkennen, dass die Maxima von α in extremen Fällen (XRM I) sehr weit vom Maximum von $z_{\text{eff}} = \frac{z_1}{2}$ ($z_1 = z_2$) entfernt liegen können. Auch sieht man, dass das Maximum von α links oder rechts vom Maximum von z_{eff} liegt, je nachdem, ob Quellgröße oder Detektor begrenzend für die Auflösung wirken.

Anlage	σ_s	σ_d	$z_1 + z_2$	λ
Röntgenmikroskop XRM I mit Hochintensitätstarget	900 nm	65 μm	750 mm	1,128 Å
LMJ Anlage mit Makroskop	13 μm	25 μm	960 mm	1,379 Å
mit hochauflösendem Detektor	13 μm	4 μm	350 mm	1,379 Å

Tabelle 9.1: Anlagenparameter, die zur Berechnung von α in Abb. 9.2 angenommen wurden, für verschiedene Anlagen, mit denen Phasenkontrastbildung betrieben wird. Die angegebenen Wellenlängen entsprechen den Wellenlängen der Schwerpunktsenergie der jeweils verwendeten Spektren.

9.2 Experimentelle Überprüfung

Zur Überprüfung der im vorangegangenen Abschnitt getroffenen Vorhersagen werden Messungen an Objekten mit wenig Absorptionskontrast und hohem Phasenschub an zwei verschiedenen Anlagen gemacht.

9.2.1 Materialien und Methoden

Als Objekte werden Fasern aus Aluminiumoxid mit einer Dicke von 20 μm und aus Kohlenstoff mit einer Dicke von 6 μm verwendet. Diese haben bei niedrigen Beschleunigungsspannungen von 30 kV beim verwendeten Wolframtarget eine Absorption von 5,9% (Aluminiumoxid) bzw. 0,13% (Kohlenstoff) und können so als Phasenobjekte angesehen werden. Die Messungen werden sowohl am vorgestellten Röntgenmikroskop durchgeführt als auch an der LMJ-Anlage in Würzburg. Die Anlagenparameter, wie sie in Tab. 9.1 angegeben sind, wurden mithilfe einer 50 μm dünnen Wolframkante an der LMJ-Anlage bestimmt [6]. Die Charakterisierung von Quelle und Detektor für das Röntgenmikroskop ist in Kap. 7 und 8 dargestellt. Für die Messungen am Röntgenmikroskop wird das Hochintensitätstarget mit 700 nm Wolfram auf Kohlenstoff verwendet.

Die Aufnahmeparameter für die Messungen an beiden Anlagen sind in Tab. 9.2 zusammengefasst.

Ausgewertet wird das im ungeschwächten Bereich normierte Linienprofil. Der Fringe-Kontrast wird analog zum Absorptionskontrast als

$$C_F = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (9.7)$$

definiert (siehe Abb. 9.1b). Für jede Aufnahme wird der Kontrast aus beiden Seiten gemittelt. Um die ermittelten Kontrastwerte mit der Phase α des Fresnelpropagators in Verbindung zu bringen, wird α mit einem Skalierungsfaktor multipliziert, der aus einem Least-Squares-Fit an die gemessenen Daten stammt.

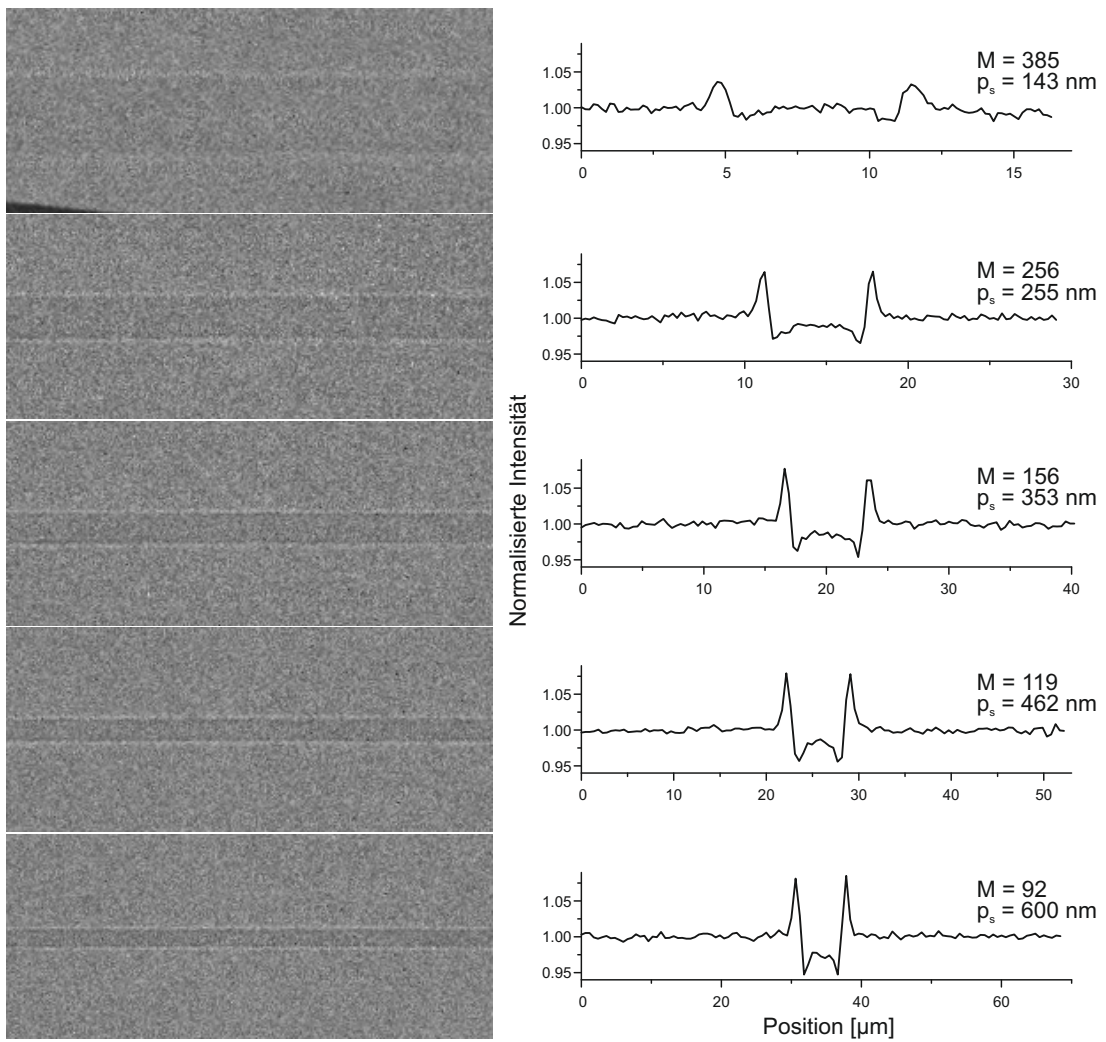


Abbildung 9.3: Aufnahmen einer $6\ \mu\text{m}$ Kohlenstofffaser am Röntgenmikroskop bei verschiedenen Vergrößerungen zeigen, dass mit zunehmender Vergrößerung der Fringe-Kontrast an den Fasergrenzen abnimmt. Dies zeigt sich sowohl qualitativ in den Projektionen, wie auch quantitativ in den zugehörigen Linienprofilen. Eine erwartete Abnahme des Fringe-Kontrastes für kleine Vergrößerungen kann aufgrund technischer Einschränkungen nicht erreicht werden. Die Linienprofile wurden über 280 Detektorzeilen gemittelt.

	XRM I	LMJ-Anlage
Spektrum	30 kV W	70 kV Gallistan
Targetstrom I	100 nA / 300 nA	0,285 mA
Belichtungszeit t	30 min / 10 min	25 s
SDD $z_1 + z_2$	840 mm	960 mm
Detektorsystem	Medipix MRX Quad $p_p = 55 \mu\text{m}$	CCD mit GOS-Szintillator $\sigma_d = 32 \mu\text{m}$

Tabelle 9.2: Aufnahmeparameter der in Abschnitt 9.2 diskutierten Röntgenaufnahmen einer Kohlenstoff- bzw. Aluminiumoxidfaser.

9.2.2 Ergebnisse

Abb. 9.3 zeigt Projektionen der Kohlenstofffaser am Röntgenmikroskop bei Vergrößerungen von $M = 92$ bis $M = 385$. Dies entspricht $z_1 = 9,13$ mm bis $z_1 = 2,18$ mm bzw. $z_{\text{eff}} = 9,03$ mm bis $z_{\text{eff}} = 2,17$ mm. $z_1 = 9,13$ mm ist der maximale Quell-Objekt-Abstand, der in diesem Aufbau möglich ist.

Es zeigt sich, dass der Fringe-Kontrast bei zunehmender Vergrößerung abnimmt, da der effektive Propagationsabstand sinkt. Vergleicht man den gemessenen Verlauf des Fringe-Kontrasts als Funktion von z_1 mit dem berechneten Verlauf der reskalierten Phase α des Fresnelpropagators, so zeigt sich, dass der gemessene Fringe-Kontrast dem Verlauf von α sehr gut folgt (siehe Abb. 9.4a). α wurde hier für $\sigma_d = 65 \mu\text{m}$ und $\sigma_s = 900$ nm berechnet. Das Maximum von z_{eff} liegt bei $z_{\text{eff,max}} = 420$ mm und somit weit außerhalb des gezeigten Bereichs. Ein Maximum für die Kontrastüberhöhungen kann aufgrund des maximal möglichen Quell-Objekt-Abstands zwar nicht nachgewiesen werden, allerdings kommt es bereits für sehr kleine z_{eff} zu einem Abflachen der Kontrastkurve.

Die Auswertung des als Funktion von z_1 gemessenen Fringe-Kontrasts an einer Aluminiumoxidfaser, gemessen an der LMJ-Anlage (siehe Abb. 9.4), zeigt ebenfalls gute Übereinstimmung mit dem reskalierten Propagatorargument. Hier wurde α noch um den Absorptionskontrast der verwendeten Fasern korrigiert.

Es kann, wie durch die Betrachtung von α vorhergesagt ($z_1(\alpha_{\text{max}}) = 323$ mm $\rightarrow z_{\text{eff}}(\alpha = \alpha_{\text{max}}) = 216$ mm), ein Maximum des Fringe-Kontrasts weit vom Maximum von z_{eff} ($z_{\text{eff,max}} = 240$ mm für $z_1 = 480$ mm) nachgewiesen werden. Der maximale Fringe-Kontrast wird im Experiment bei $z_1 = 310$ mm erreicht.

9.3 Diskussion

Die Ergebnisse zeigen, dass es mit der vorgestellten Methode möglich ist, die Stärke des Fringe-Kontrasts als Funktion des Quell-Objekt-Abstands z_1 für einen gegebenen Aufbau qualitativ vorherzusagen. Dadurch existiert nun eine Möglichkeit vorherzusagen, bei welchem Abstand z_1 die Kontrastüberhöhung maximal wird.

Die Übereinstimmung der gemessenen Kontrastkurven mit $\alpha(z_1)$ ist bei den Messungen der Kohlenstofffaser in Abb. 9.4a besser als bei den Messungen der Aluminiumoxidfaser an der LMJ-Anlage. Dies liegt daran, dass die Aluminiumoxidfaser eine deutlich höhere Absorption

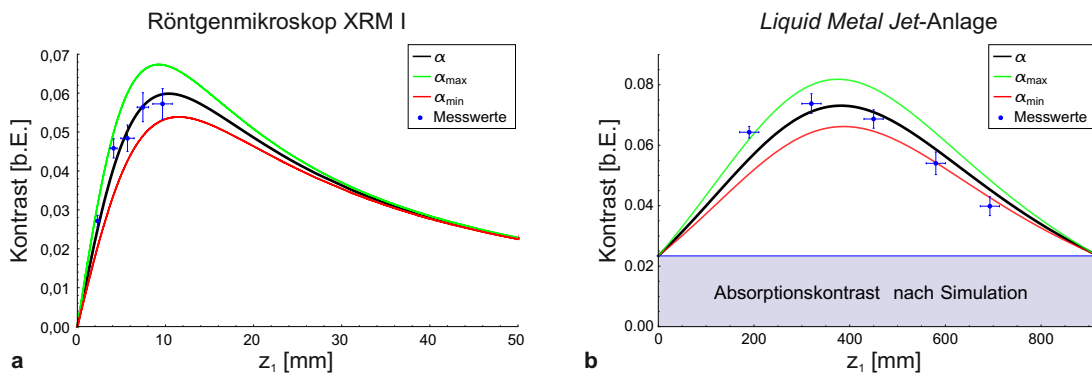


Abbildung 9.4: **a** Die aus Abb. 9.3 gewonnenen Werte für den Fringe-Kontrast zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit dem berechneten Verlauf von α . Zur Berechnung von α wurden die Parameter $\sigma_d = 65 \mu\text{m}$ und $\sigma_s = 900 \text{ nm}$ verwendet. Das Konfidenzintervall gibt $\alpha_{\text{min/max}}$ für $\sigma_{s,\text{min/max}} = 900 \text{ nm} \pm 100 \text{ nm}$ an. Die angegebenen Fehlerbalken stammen aus den Unsicherheiten von z_1 und der Standardabweichung der gemessenen Fringe-Kontraste.

b Vergleicht man die an der LMJ-Anlage gemessenen Fringe-Kontraste einer Aluminiumoxidfaser mit dem berechneten Verlauf von α , zeigt sich ebenfalls eine gute Übereinstimmung. Das weit von $z_{\text{eff,max}} = 480 \text{ mm}$ vorhergesagte Maximum des Fringe-Kontrasts lässt sich in den Messungen sehr gut reproduzieren. Zur Berechnung von α wurden die Parameter $\sigma_d = 31 \mu\text{m}$ und $\sigma_s = 22 \mu\text{m}$ verwendet. Außerdem wurde α um den Absorptionskontrast der Faser nach oben korrigiert. Das Konfidenzintervall gibt $\alpha_{\text{min/max}}$ für $\sigma_{s,\text{min/max}} = 22 \mu\text{m} \pm 2 \mu\text{m}$ und $\sigma_{s,\text{min/max}} = 31 \mu\text{m} \pm 2 \mu\text{m}$ an.

Daten für die LMJ-Anlage und Abbildungen mit freundlicher Genehmigung von Andreas Balles.

aufweist als die Kohlefasern und deswegen die Annahme eines reinen Phasenobjekts nicht mehr uneingeschränkt gelten kann. Des Weiteren ist das Spektrum, mit dem die Messungen gemacht werden, bei der LMJ-Anlage deutlich breiter als beim XRM I. Bei der Berechnung von $\alpha(z_1)$ fließt Polychromatizität allerdings nicht mit ein. Eine Berechnung und gewichtete Mittelung von $\alpha(z_1, E)$ könnte diese Ergebnisse noch weiter verbessern.

Die Betrachtung von $\alpha(z_1)$ kann bei der Konzeption von Röntgenanlagen ein wichtiges Hilfsmittel sein, wenn in der zu konzipierenden Anlage Phasenkontrastbildgebung gewünscht ist. Beim Röntgenmikroskop XRM I liegt das Maximum von $\alpha(z_1)$ im Bereich der optimal erreichbaren Auflösung. Somit kann hier phasenkontrastunterstützte Bildgebung bei sehr hohen Auflösungen gemacht werden.

Im Vergleich mit anderen Arbeiten zeigt sich, dass bereits in [8] argumentiert wird, dass der Phasenkontrast bei Anlagen mit Mikrofokusröntgenquellen dann am besten sichtbar ist, wenn das Produkt aus Auflösung und effektivem Propagationsabstand am größten ist. Diese Argumentation kann durch die Betrachtung des Fresnelpropagators noch erweitert werden und der Verlauf der Kontrastkurve kann dadurch auf Ergebnisse aus der Beugungstheorie zurückgeführt werden.

Des Weiteren kann festgestellt werden, dass mit dem entwickelten Röntgenmikroskop die Möglichkeit besteht, sehr schwach absorbierende Objekte mit Hilfe von Phasenkontrastbildgebung sichtbar zu machen, wenn der Abstand z_1 entsprechend der vorgeschlagenen Methode gewählt wird.

Dreidimensionale Bildgebung

Kapitel 10

Laminographie

Das in den vorangegangenen Kapiteln für zweidimensionale Bildgebung charakterisierte Röntgenmikroskop wird in diesem Kapitel auf seine Eignung zur dreidimensionalen Bildgebung hin untersucht. Dabei wird die in Kap. 6 beschriebene lineare Laminographie als Bildgebungsmethode verwendet.

In den folgenden Abschnitten werden zunächst theoretische und simulative Betrachtungen angestellt, um die grundlegenden Möglichkeiten des Systems zu testen, und das System mit Teststrukturen und geeigneten Objekten bewertet. Die hier gezeigten Ergebnisse sind zum Teil bereits in [20], [65] und [66] veröffentlicht.

10.1 Theoretische Betrachtungen

Eine theoretische Betrachtung des gewählten Aufbaus soll Schlüsse über die allgemeine Leistungsfähigkeit des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und realisierten Systems im Bezug auf dreidimensionale Bildgebung ermöglichen. Dazu werden die theoretisch erreichbare Volumeninformation, sowie Einflüsse von unzureichend bekannter Aufnahmegeometrie und eines schlechten Signal-Rausch-Verhältnisses (SNR) betrachtet.

10.1.1 Materialien und Methoden

Numerische Berechnungen für diese Abschnitte werden mit dem Softwarepaket Scorpius XLab[®] durchgeführt (siehe [64], [39]). Hier können die gewählte Aufnahmegeometrie abgebildet und einzelne Projektionen durch gegebene Objekte berechnet werden. Die Volumenrekonstruktion wird, soweit nicht anders angegeben, mit einer am Fraunhofer Entwicklungszentrum Röntgentechnik (EZRT) entwickelten Implementierung des SART-Algorithmus durchgeführt [42].

Die Bestimmung der verfügbaren Winkelinformation wird analog zu [18] anhand von Dichteinformationskarten und rein geometrischen Überlegungen durchgeführt. Dazu werden leere Projektionsdaten für die gegebene Aufnahmegeometrie (Detektorverfahrweg $d_d = 500$ mm bei $z_1 + z_2 = 750$ nm) mit Scorpius XLab[®] erzeugt und mithilfe einer geeigneten Koordinatentransformation so umsortiert, dass sie Daten aus einer Parallelstrahl-CT entsprechen. Diese Daten werden mit einer gefilterten Rückprojektion rekonstruiert. Der numerische Wert in jedem Voxel ist dann proportional zur Zahl der Strahlwege, die durch diesen Voxel verlaufen.

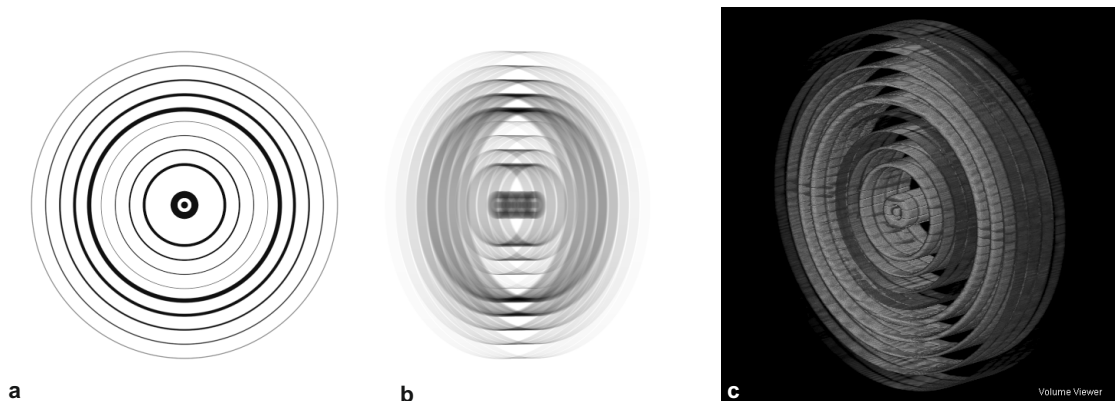


Abbildung 10.1: a und b Beispielhafte Projektionen durch das für viele Berechnungen verwendete Testobjekt aus Gold. Die Hohlzylinder haben Wandstärken von $5\ \mu\text{m}$ bis $200\ \text{nm}$, sind $10\ \mu\text{m}$ stark und in Quell-Detektor-Richtung $2\ \mu\text{m}$ voneinander entfernt. Die Projektionen sind bei 0° und 45° mit Scorpius XLab[®] berechnet.
c Eine dreidimensionale Volumenansicht des Testobjekts.

Um den Einfluss verschiedener Aufnahmeparameter, wie Anzahl der über den Winkelbereich verteilten Projektionen, erreichtes SNR pro Projektion oder geometrische Ungenauigkeiten, auf die Qualität der Rekonstruktionen zu ermitteln, werden für die jeweiligen Fragestellungen ebenfalls Projektionsdaten mit Scorpius XLab[®] erzeugt. Als Testobjekt dient dabei ein Stapel aus konzentrischen Hohlzylindern aus Gold mit Wandstärken zwischen $5\ \mu\text{m}$ und $200\ \text{nm}$, die in Quell-Detektor-Richtung eine Ausdehnung von $10\ \mu\text{m}$ haben und $2\ \mu\text{m}$ voneinander entfernt liegen. Beispielhafte Projektionen und eine dreidimensionale Ansicht des Testobjekts sind in Abb. 10.1 gegeben. Da es bei diesen Studien hauptsächlich um geometrische Effekte geht, werden andere Einflüsse wie Brennfleckunschärfe oder Objektstreustrahlung bei der Simulation nicht mit berechnet. Polychromatische Rechnungen werden mit einem $30\ \text{kV}$ Wolfram-Spektrum in $1\ \text{keV}$ großen Schritten berechnet. Dabei werden monochromatische Einzelrechnungen durchgeführt und anschließend ein mit dem Spektrum gewichteter Mittelwert gebildet. Die kleinste noch berücksichtigte Energie ist $8\ \text{keV}$, was der unteren Energieschwelle des verwendeten Medipix2 Quad Detektors entspricht. Das Spektrum wird mit einem analytischen Modell berechnet [76]. Rauschen wird gegebenenfalls als Gauß'sches Rauschen in den Bildern modelliert, da für eine genügend hohe Zahl an Ereignissen die Poissonverteilung der Photonen in eine Normalverteilung übergeht. Die Trajektorien werden dabei in einer Weise gewählt, dass Quelle und Detektor zwischen den Projektionen um jeweils äquidistante lineare Schritte verfahren werden. Dies entspricht einer nicht-äquidistanten Winkelabtastung im Gegensatz zu einer konventionellen CT. Allerdings ist dieser Unterschied nur sehr klein und spielt daher verglichen mit den Einflüssen, die in diesem Abschnitt untersucht werden, keine Rolle.

10.1.2 Ergebnisse

Erreichbare Winkelinformation und optimal erreichbare Rekonstruktionsqualität

Mit einer geeigneten Koordinatentransformation und Kenntnis der Aufnahmegeometrie können Informationsdichtekarten erstellt werden, die zeigen, in welchen Bereichen wie viel Information über ein gescanntes Objekt erreicht werden kann. Solche Informationsdichtekarten sind für einen linearlaminographischen Aufbau bei zwei verschiedenen Vergrößerungen in Abb. 10.2 abgebildet. In diesen Karten ist zu erkennen, dass die Information, die über das Objekt gesammelt wird, über das Rekonstruktionsvolumen nicht gleichmäßig verteilt ist. Die meiste Information konzentriert sich in einem Viereck um das Zentrum des Rekonstruktionsvolumens. Dieser Bereich ist um so kleiner, je größer die Vergrößerung gewählt wird. Auch ist zu sehen, dass bei steigender Vergrößerung die Information in diesem Bereich gleichmäßiger verteilt ist. Die Umrisse dieses Bereichs lassen sich auch durch geometrische Überlegungen anhand der Aufnahmegeometrie herleiten (siehe Abb. 10.3). Die obere Grenze des gescannten Bereichs (auch *region of interest*, ROI) in der xz-Ebene ist ein Drachenviereck mit den Diagonalen B und H und den Winkeln α und β . Dabei gilt:

$$\begin{aligned}
 B &= 2b = N_p p_p / M \\
 H &= h_1 + h_2 = \frac{b}{\tan \alpha} + \frac{b}{\tan \beta} \\
 \tan \alpha &= \frac{d_d(M+1) - N_p p_p / 2}{z_1 + z_2} \\
 \tan \beta &= \frac{d_d(M+1) + N_p p_p / 2}{z_1 + z_2}
 \end{aligned} \tag{10.1}$$

Hier ist d_d der maximale Detektorverfahrweg, M die Vergrößerung, p_p die physikalische Pixelgröße des Detektors und N_p die Zahl der Detektorpixel in x-Richtung. Für das Röntgenmikroskop liegen diese Werte (mit $d_d = 750$ mm, $z_1 + z_2 = 750$ mm, $M = 100$ und $N_p p_p = 28,38$ mm) bei $B = 283,8 \mu\text{m}$, $H = 191,1 \mu\text{m}$, $\alpha = 33,2^\circ$ und $\beta = 34,7^\circ$. Bei steigender Vergrößerung nimmt das Verhältnis B/H leicht zu.

Mit dieser Koordinatentransformation können die gewonnenen laminographischen Datensätze in einen Datensatz umgewandelt werden, der einer Parallelstrahl-CT mit beschränktem Aufnahmewinkel entspricht. Dieser Datensatz lässt sich mit der in Abschnitt 5.1 beschriebenen gefilterten Rückprojektion (FBP, engl. *filtered backprojection*) rekonstruieren. In Abb. 10.4b ist die zentrale Schicht eines so gewonnenen Rekonstruktionsvolumens gezeigt. Dem rekonstruierten Volumen liegen 151 ideale Projektionen mit $d_d = 750$ mm und $\theta_{\max} = 94,5^\circ$ zugrunde. Im Vergleich mit einem mit dem SART-Algorithmus rekonstruierten Volumen aus den gleichen, aber nicht umsortierten Projektionen, zeigt sich deutlich, dass der SART-Algorithmus besser zur Rekonstruktion laminographischer Datensätze geeignet ist, als „Umsortierung+FBP“. SART erzeugt auch die durch unvollständige Winkelinformation hervorgerufenen Artefakte (im Besonderen in den Lücken zwischen den Hohlzylindern), aber hier werden alle Zylinderwände wiedergegeben, wohingegen bei der FBP nur die innersten

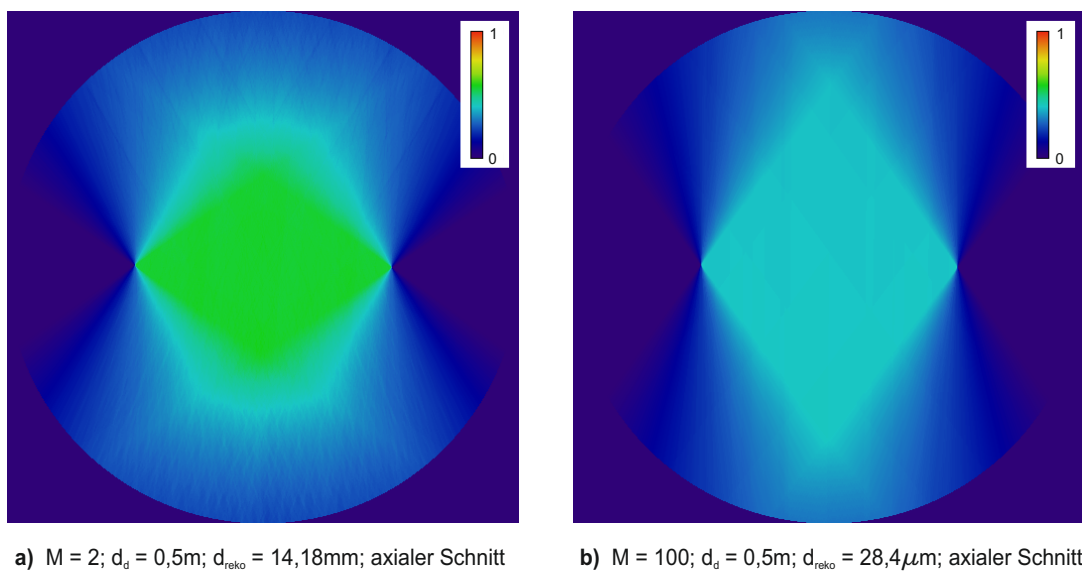


Abbildung 10.2: Informationsdichtekarten für linearlaminographische Rekonstruktionen bei verschiedenen Vergrößerungen. In diesen Karten ist der prozentuale Anteil der verfügbaren Winkelinformation für jedes Voxel gezeigt. Die Information konzentriert sich in einem Viereck verschiedener Größe um das Zentrum des Rekonstruktionsvolumens. In den Bereichen geringerer Informationsdichte ist mit schlechterer Rekonstruktionsqualität zu rechnen. Auch ist zu beachten, dass auch im Zentrum des Rekonstruktionsvolumens keine vollständige Information vorliegt.

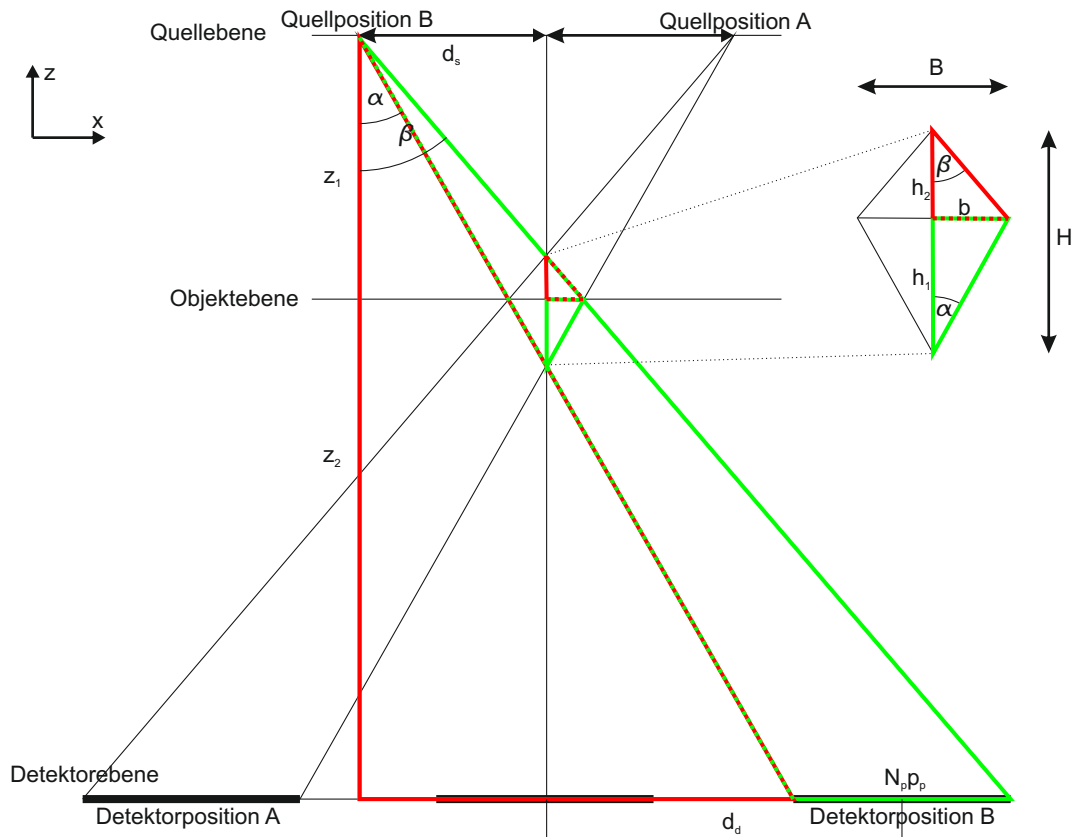


Abbildung 10.3: Aus der Aufnahmegeometrie lässt sich eine obere Grenze des gescannten Bereichs ableiten. Die Größe dieses Bereichs ist durch die maximale Auslenkung von Quelle und Detektor (Quell-/Detektorposition A und B) in beide Richtungen begrenzt. In der xz -Ebene ist diese Grenze ein Drachenviereck, dessen Ausmaße durch den maximalen Detektorverfahrweg d_d und die gewählte Vergrößerung gegeben sind. Durch Ähnlichkeitsbetrachtungen in den rot und grün gekennzeichneten Dreiecken kann man auf b , h_1 und h_2 schließen.

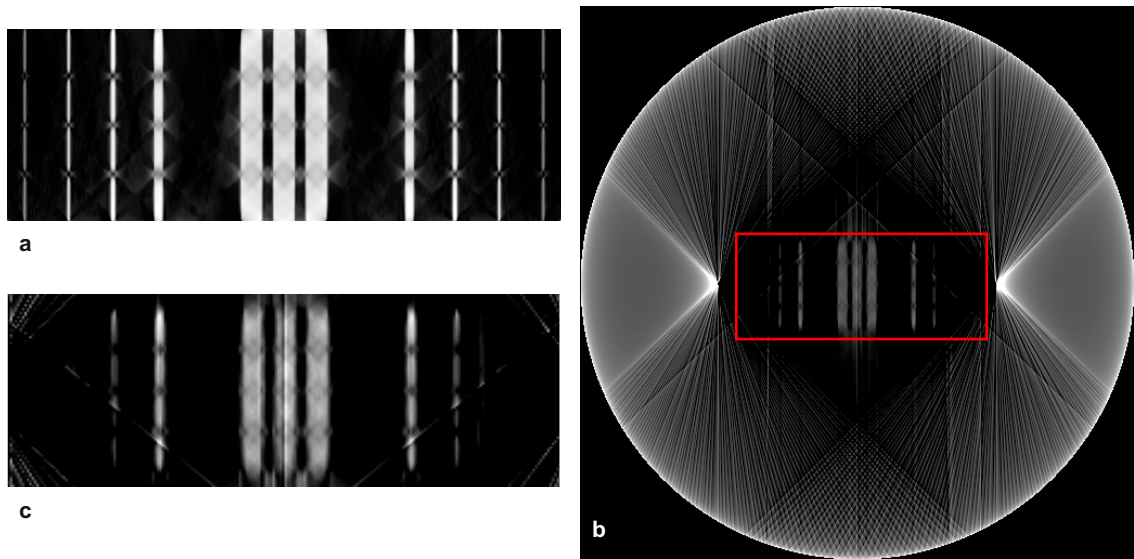


Abbildung 10.4: a Zentrale Schicht eines mit SART rekonstruierten Volumens des Testobjekt (siehe Abb. 10.1) aus 151 idealen, mit Scorpius XLab[®] erzeugten Projektionen. In dieser Rekonstruktion sind trotz der Hütchenartefakte, die besonders zwischen den Hohlzylindern auftreten, auch die kleinsten Strukturen gut wiedergegeben.

b Nach Umsortierung der laminographischen Daten kann auch der FBP-Algorithmus zur Rekonstruktion verwendet werden. Die zentrale Schicht des Volumens zeigt deutliche Artefakte aus der unvollständigen Winkelinformation. Des Weiteren werden nicht alle Zylinderwände dargestellt.

c Der vergrößerte Ausschnitt aus (b) (rote Markierung) zeigt, dass mit der FBP nicht alle Strukturen des Testobjekts wiedergegeben werden können.

drei zu erkennen sind. Der Algorithmus „Umsortierung+FBP“ ist für die Rekonstruktion laminographischer Datensätze somit nicht geeignet.

Um eine Einschätzung der maximal erreichbaren Qualität der rekonstruierten Volumen zu erhalten, werden Rekonstruktionen aus einer unterschiedlichen Anzahl an Projektionen verglichen. Die in Abb. 10.5 gezeigten xz-Schichten sind aus Datensätzen mit $d_d = 750$ mm und $\theta_{\max} = 94,5^\circ$ rekonstruiert (Voxelkantenlänge 500 nm). Die Zahl der Projektionen entspricht dabei etwa einem Winkelschritt von $0,5^\circ$, 1° und 3° (a-c) zwischen zwei Projektionen. In den Linienprofilen in Quell-Detektor-Richtung kann die Lücke zwischen den Zylindern in allen Rekonstruktionen gut aufgelöst werden. Die Kanten sind bei nur 3° pro Projektion deutlich unschärfer. Linienprofile senkrecht zur Quell-Detektor-Richtung zeigen, dass in allen Rekonstruktionen auch die kleinsten Strukturen gut aufgelöst werden können und kein Unterschied zwischen den Rekonstruktionen mit $0,5^\circ$ und 1° besteht.

Richtungsabhängige und objektabhängige Auflösung

Durch die Einführung einer Asymmetrie in der Aufnahmegeometrie durch die lineare Verschiebung von Quelle und Detektor wird auch die erreichbare Auflösung unter sonst idealen Bedingungen richtungsabhängig. Abb. 10.6 zeigt eine Rekonstruktion des bisher verwendeten

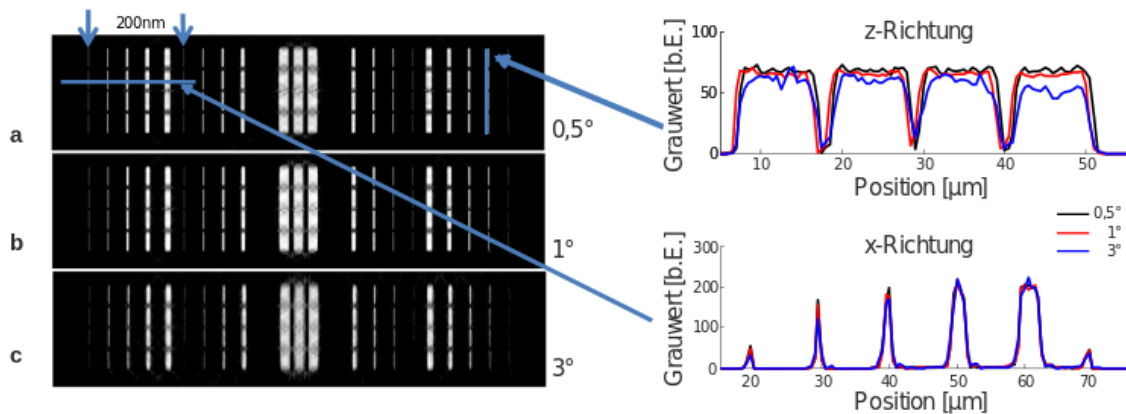


Abbildung 10.5: Ein Vergleich von Rekonstruktionen mit verschiedenen großen Winkelschritten zwischen zwei Projektionen (a-c: $0,5^\circ$, 1° und 3°) zeigt in den zentralen xz-Schichten (links) eine abnehmende Qualität mit zunehmender Größe der Schritte. Die zugehörigen Linienprofile (rechts) zeigen, dass die Lücke zwischen den Zylindern immer aufgelöst werden kann. Die Kanten sind erst ab 1° pro Projektion scharf. In senkrechter Richtung zur Quell-Detektor-Richtung können in allen Rekonstruktionen auch die kleinsten Strukturen des Testobjekts aufgelöst werden.

Testobjekts aus konzentrischen Zylindern (siehe Abb. 10.1). Durch die Rotationssymmetrie des Objekts um die z-Achse kann die Asymmetrie in der Aufnahmegeometrie sichtbar gemacht werden. Einmal ist die zentrale Schicht in der xz-Ebene (a) und einmal in der yz-Ebene (b) dargestellt. Bereits in den Schichten ist zu erkennen, dass die Auflösung in der yz-Ebene sowohl in z- wie auch in y-Richtung reduziert ist. Dabei ist der Effekt auf die z-Auflösung deutlich ausgeprägter, was auch in den zugehörigen Linienprofilen sichtbar ist. In y-Richtung können alle Strukturen aufgelöst werden, wenn auch nicht so deutlich wie in der xz-Ebene, in z-Richtung allerdings kann die Lücke zwischen den Zylindern gar nicht mehr aufgelöst werden. Dieser Effekt ist der Orientierung der Strukturen in der yz-Ebene geschuldet. Generell lässt sich feststellen, dass Strukturen, die in x-Richtung (Detektorverfahrungsrichtung) ausgedehnt sind, schlechter zu erkennen sind als Strukturen, die senkrecht zur Detektorverfahrungsrichtung ausgedehnt sind.

Außerdem ist anzumerken, dass die Hütchenartefakte in Abb. 10.6a bei den größeren Strukturen deutlich stärker ausgeprägt sind. Zwischen diesen kann die Lücke zwar qualitativ und quantitativ noch aufgelöst werden, aber mit deutlich vermindertem Kontrast und unschärferen Kanten. Kleinere Strukturen, die sich eventuell in dieser Lücke befinden, könnten nicht mehr aufgelöst werden.

Einfluss von Rauschen

Um den Einfluss von rauschbehafteten Projektionen auf die Qualität der Rekonstruktionen zu bestimmen, wird ähnlich vorgegangen wie im vorherigen Abschnitt. Hierzu werden Rekon-

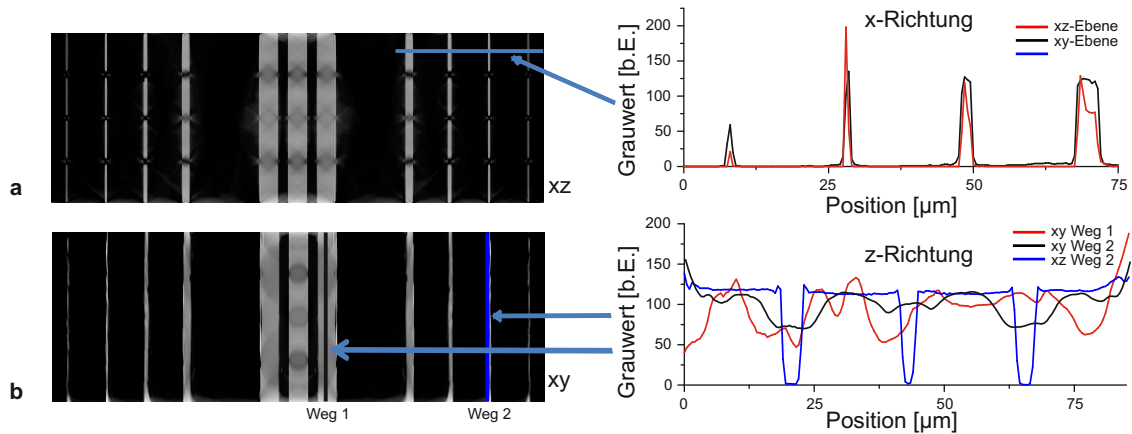


Abbildung 10.6: Zwei Schichten durch einen $M = 200$ Scan des Testobjekts, (a) zentrale Schicht in der xz -Ebene, (b) zentrale Schicht in der yz -Ebene. Dabei ist zu erkennen, dass sowohl die laterale als auch die z -Auflösung in der yz -Ebene deutlich reduziert ist. Dies ist auch in den zugehörigen Linienprofilen zu erkennen. Die Lücken zwischen den Zylindern können in der yz -Schicht nicht aufgelöst werden.

strukturen aus Datensätzen mit 151 Projektionen auf $d_d = 750$ mm bzw. $\theta_{\max} = 94,5^\circ$ und unterschiedlichem Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) verglichen. Das SNR ist hier definiert als

$$\text{SNR} = \frac{\bar{\mu}}{\sigma}, \quad (10.2)$$

wobei $\bar{\mu}$ die mittlere Zählrate im ungeschwächten Bereich ist und σ die Standardabweichung der Zählraten (siehe auch Anhang A.3). In Abb. 10.7 sind drei zentrale xz -Schichten aus diesen Rekonstruktionen abgebildet. Das SNR in den Projektionen ist dabei 10 (a), 20 (b) und 50 (c). In den Schichten kann die Lücke in z -Richtung in allen Rekonstruktionen qualitativ aufgelöst werden. In den zugehörigen Linienprofilen kann in Volumen a auf Grund des hohen Rauschens die Lücke nicht aufgelöst werden. In den Volumena b und c wird diese Lücke auch quantitativ aufgelöst. Die 200 nm Strukturen können sowohl in den Schichten wie auch in den Linienprofilen nur in den Volumena b und c aufgelöst werden. Für das gewählte Testobjekt zeigt Volumen c nur geringfügige Unterschiede zu einem Volumen aus rauschfreien Projektionen (siehe Abb. 10.5c).

Einfluss asymmetrischer Laminographiewinkel

Bei unzureichend bekannter Aufnahmegeometrie kann es zusätzlich zu den ohnehin vorhandenen Hütchenartefakten noch zu weiteren Störungen der Rekonstruktionsqualität kommen. Dies wurde bereits in [65] gezeigt. Der wichtigste Effekt soll hier der Vollständigkeit halber mit aufgeführt werden. Wird die Aufnahme mit asymmetrischen Laminographiewinkeln auf Grund einer asymmetrischen Verschiebung des Detektors gemacht, so zeigt sich diese Asymmetrie auch in den Hütchenartefakten (siehe Abb. 10.8). Dies führt zu einer Beeinträchtigung der Rekonstruktionsqualität.

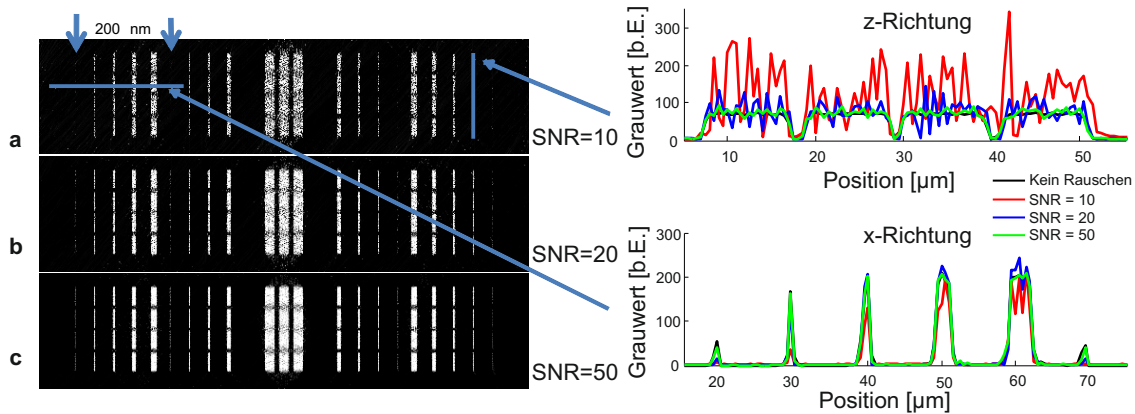


Abbildung 10.7: Verschiedene Signal-Rausch-Verhältnisse in den gewonnenen Projektionen führen zu unterschiedlicher Rekonstruktionsqualität. Das SNR in den Projektionen ist dabei 10 (a), 20 (b) und 50 (c). Links sind zentrale xz-Schichten aus den rekonstruierten Volumina gezeigt. In allen Schichten kann man die Lücke in z-Richtung zwischen den Zylindern erkennen. Die kleinste Struktur aus dem Testobjekt kann nur in den Volumina b und c aufgelöst werden. In den Linienprofilen in z-Richtung kann im Volumen a, im Gegensatz zu den Volumina b und c, die Lücke nicht zuverlässig aufgelöst werden. In den Profilen in x-Richtung kann die 200 nm Struktur nur in den Volumina b und c aufgelöst werden. Für das gewählte Testobjekt ist ein SNR von 20 ausreichend, um alle Strukturen wiederzugeben.



Abbildung 10.8: Die Rekonstruktion eines asymmetrisch aufgenommenen Datensatzes des Testobjekts zeigt eine Verzerrung der Hütchenartefakte. Dieser Datensatz wurde mit $M = 100$ und nur 27 Projektionen berechnet, wobei eine starke Asymmetrie von 2 zu 24 Projektionen je Seite angenommen wurde. Es ist zu erkennen, dass vor allem die Tiefenauflösung bei den größeren Strukturen reduziert ist. Mit freundlicher Genehmigung von A.C. Rimbach.

10.1.3 Diskussion und Interpretation

Die Ergebnisse der Simulationen und theoretischen Betrachtungen zeigen, dass unter bestimmten Voraussetzungen dreidimensionale Bildgebung mit dem gewählten Setup möglich ist. Allerdings ist es aufgrund der laminographischen Aufnahmegeometrie zwingend nötig, zwischen den erreichbaren Auflösungen in x- und y-Richtung (lateral) und in z-Richtung (Tiefenauflösung) zu unterscheiden.

Die erreichbare laterale Auflösung in den Rekonstruktionen wird von der bereits in Kap. 7 diskutierten lateralen Auflösung in den Projektionen dominiert. Sie ist bereits ab einem SNR von 15 in den Projektionen auch bei moderater Vergrößerung und einer groben Volumenrasterung besser als 200 nm.

Die Tiefenauflösung muss sehr differenziert betrachtet werden, da sie von mehreren Größen beeinflusst wird. Von diesen ist keine generell über die anderen dominant. Welcher Effekt die Tiefenauflösung letztendlich limitiert, hängt stark vom aufgenommenen Objekt ab. In Objekten mit Strukturen, die sehr unterschiedliche Größen besitzen, werden vor allem die Hütchenartefakte der größeren Strukturen die Auflösung begrenzen, da diese die kleineren Strukturen überlagern und so eine Detektion verhindern. In x-Richtung (Detektorverfahrweg) ausgedehnte Strukturen sind mit dieser Methode schwer aufzulösen.

Auch muss die Belichtungszeit in diesem System abhängig von der gestellten Aufgabe gewählt werden, so dass es bei einer ausreichenden Zahl an Einzelprojektionen noch zu einer ausreichend kurzen Gesamtaufnahmezeit kommt. Faktoren, welche das geforderte SNR beeinflussen, sind die gewünschte laterale und Tiefenauflösung, als auch der notwendige Kontrast, um die gewünschten Strukturen sichtbar zu machen. In [27] wurde gezeigt, dass in einer medizinischen CT die benötigte Gesamtdosis mit der vierten Potenz der gewünschten Auflösung steigt. Eine quantitative Abhängigkeit für Tiefen- und laterale Auflösung wurde in diesem Abschnitt nicht gegeben. Allerdings ist der qualitative Trend, dass eine höhere Dosis für bessere Auflösungen nötig ist, in allen Richtungen deutlich sichtbar. Ein klarer Unterschied für verschiedene Richtungen lässt sich allerdings ohne weitere quantitative Studien nicht feststellen.

10.2 Laminographische Mikroskopie

Die im vorherigen Abschnitt gefundenen Ergebnisse lassen den Schluss zu, dass mit dem gewählten Aufbau auch dreidimensionale Bildgebung auf einer deutlich kleineren Größenskala als mit konventionellen MikroCT-Aufbauten realisierbar ist. In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie lineare Laminographie mit dem vorgestellten Röntgenmikroskop umgesetzt werden kann und welche Ergebnisse damit an verschiedenen Testobjekten erzielt werden können.

10.2.1 Materialien und Methoden

Kalibrierung und Rekonstruktion

Um eine gute Rekonstruktionsqualität zu gewährleisten, muss die Aufnahmegeometrie des laminographischen Aufbaus hinreichend bekannt sein. Damit sind im Besonderen die relativen

Positionen von Detektor zu Objekt z_2 bzw. von Quelle zu Objekt z_1 in der zentralen Position gemeint. Des Weiteren sind die Verkippungswinkel zwischen der Detektor- und Objektachse zu bestimmen und bei der Rekonstruktion zu berücksichtigen.

Die Abstände zwischen Quelle und Objekt bzw. zwischen Objekt und Detektor können durch Bestimmung der Vergrößerung M bei zwei verschiedenen Objektpositionen über

$$M = \frac{z_1 + z_2}{z_1} \quad (10.3)$$

berechnet werden. Dazu werden Projektionen eines Testmusters bei minimal und maximal möglichem Abstand z_1 aufgenommen. Dadurch ergibt sich $z_1 + z_2 = 768,8 \text{ mm} \pm 6,3 \text{ mm}$. Der Abstand z_1 und die Vergrößerung M kann dann für jede Aufnahme neu anhand Strukturen bekannter Größe bestimmt werden.

Der Winkel α zwischen den Achsen in der xy-Ebene wird mit Hilfe einer bekannten Struktur bestimmt, die auf den Detektor projiziert wird. Hierzu wird die bekannte Geometrie des FZP-Testobjekts verwendet. Es wird gemessen, wie die Projektion der Struktur auf dem Detektor bei Verschiebung von Objekt und Detektor in y-Richtung wandert. Mit dieser Methode kann der Winkel $\alpha = 1,33^\circ \pm 0,33^\circ$ bestimmt werden.

Eine Verkippung in z-Richtung zwischen Detektor- und Objektachsen würde zu unterschiedlichen Vergrößerungen bei verschiedenen Positionen führen. Mit Testobjekten bekannter Größe lässt sich im Rahmen der Messungenauigkeiten keine Verkippung feststellen.

Mit den so gewonnen Geometrieparametern und dem zusätzlich zu bestimmenden Abstand z_1 lassen sich aufgenommene Laminographie-Datensätze rekonstruieren. Die Rekonstruktion der aufgenommenen Testobjekte wird mit dem SART-Algorithmus bei einer Voxelgröße von 500 nm durchgeführt. Dazu werden die einzelnen Projektionen vorher mit einem Hellbild abgeglichen und mit einem adaptiven Medianfilter gefiltert.

Testobjekte

Als Testobjekte dienen zum einen eine Fresnel'sche Zonenplatte (FZP) und ein Gewebe aus Kohlefasern. Die hier verwendete FZP [62] besteht aus 40 hochabsorbierenden Ringen aus $1,3 \mu\text{m}$ Gold auf einem $300 \mu\text{m}$ dicken Silizium-Substrat. Die Strukturen wurden lithographisch am Paul-Scherrer-Institut gefertigt. Die verwendete FZP hat einen Außendurchmesser von $212 \mu\text{m}$, wobei die feinste Linie eine Stärke von $672,9 \text{ nm}$ hat. Der Innenkreis des FZP hat einen Durchmesser von $12 \mu\text{m}$. Das FZP-Testobjekt eignet sich auf Grund seiner bekannten, einfachen Geometrie sehr gut zur Kalibrierung des Systems. Auch der Aufbau aus Gold eignet sich gut, um das System in Hinblick auf Hochabsorptionsprobleme zu testen. Die Zonenplatte wurde bei 30 kV und 100 nA mit einer Vergrößerung von $118,3 \pm 0,9$ aufgenommen. Die Belichtungszeit für die insgesamt 50 Projektionen ist 300 s pro Projektion. Der Laminographiewinkel θ_{max} beträgt 30° . Die Vergrößerung wird anhand der bekannten Geometrie des Objekts bestimmt.

Als weiterer Test wird ein Gewebe aus Kohlefasern verwendet. Die Faserplatte hat eine Dicke von etwa $400 \mu\text{m}$ und besteht aus Fasern mit $6 \mu\text{m}$ Durchmesser. Abb. 10.9 zeigt lichtmikroskopische Aufnahmen des Gewebes bei 150-facher und 1000-facher Vergrößerung. Aufgrund der niedrigen Dichte und Ordnungszahl der Fasern rührt der Kontrast in den Projektionsda-

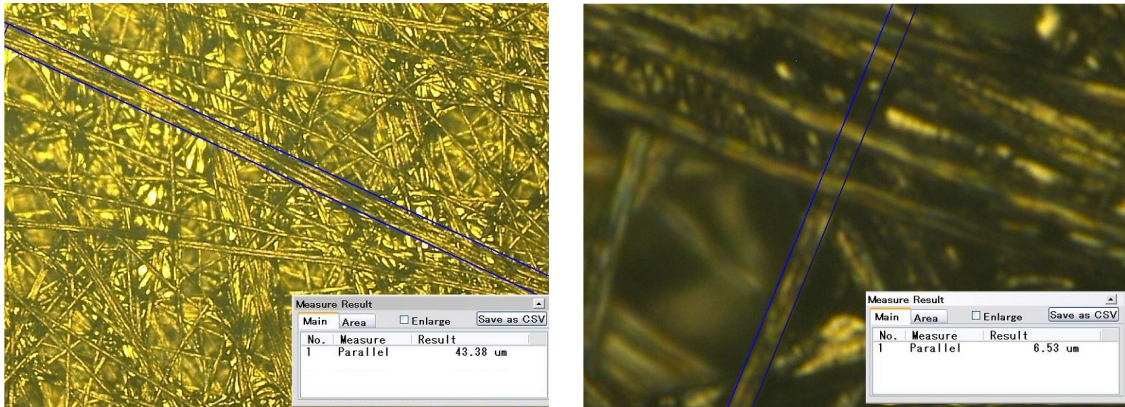


Abbildung 10.9: Lichtmikroskopische Aufnahme des Kohlefaser-Testobjekts bei einer Vergrößerung von 150 (links) und 1000 (rechts). Bei geringer Vergrößerung sind Faserbüschel (blaue Markierung) zu erkennen. Diese haben eine Dicke von etwa 43 μm . Bei höherer Vergrößerung lassen sich Einzelfasern mit einer Dicke von etwa 7 μm auflösen.

ten nahezu ausschließlich vom Phasenkontrast des Objekts her. Absorption trägt hier quasi nichts bei. Daher eignet sich dieses Objekt sehr gut als Test dafür, ob auch Niederkontrastprobleme mit dieser Anlage bearbeitet werden können. Das Testobjekt wurde bei 30 kV und 100 nA mit einer Vergrößerung von $151 \pm 1,0$ aufgenommen. Die Belichtungszeit für die insgesamt 50 Projektionen ist 300 s. Der Laminographiewinkel θ_{max} beträgt 30° . Die Vergrößerung wird anhand eines auf dem gleichen Objektträger aufgebrauchten Testobjekts bekannter Größe bestimmt.

10.2.2 Ergebnisse

Fresnel'sche Zonenplatte

Abb. 10.10 zeigt eine beispielhafte Projektion des FZP-Testobjekts. Es können selbst die feinsten Strukturen in diesem Objekt wiedergegeben werden. Zur Volumenrekonstruktion können effektiv allerdings nur 27 der aufgenommenen 50 Projektionen verwendet werden, da die hochabsorbierende Orientierungshilfe auf dem Objektträger die Zonenplatte zu einer Seite hin abschattet. Dennoch kann mit den verbleibenden Projektionen eine Volumenrekonstruktion ausreichender Qualität gewonnen werden, um einige der im vorherigen Abschnitt gemachten Vorhersagen zu überprüfen. Die bekannte Geometrie der FZP dient dazu, die Kalibrierung der Anlage zu überprüfen.

In einem Schnitt in der xy-Ebene durch die rekonstruierte FZP (siehe Abb. 10.11) zeigt sich, dass es zu einer deutlichen Richtungsabhängigkeit der lateralen Auflösung kommt. Die zugehörigen Grauwertprofile entlang der x- und y-Richtung zeigen, dass in x-Richtung alle Linien der Zonenplatte aufgelöst werden können, wobei im Profil in y-Richtung keine Strukturen auflösbar sind. Dies steht in Übereinstimmung mit Abschnitt 10.1.

Die Qualität der Rekonstruktion insbesondere im Schnitt in der xz-Ebene (siehe Abb. 10.12) erreicht nicht die Qualität der Rekonstruktionen aus simulierten Datensätzen. Dennoch kann

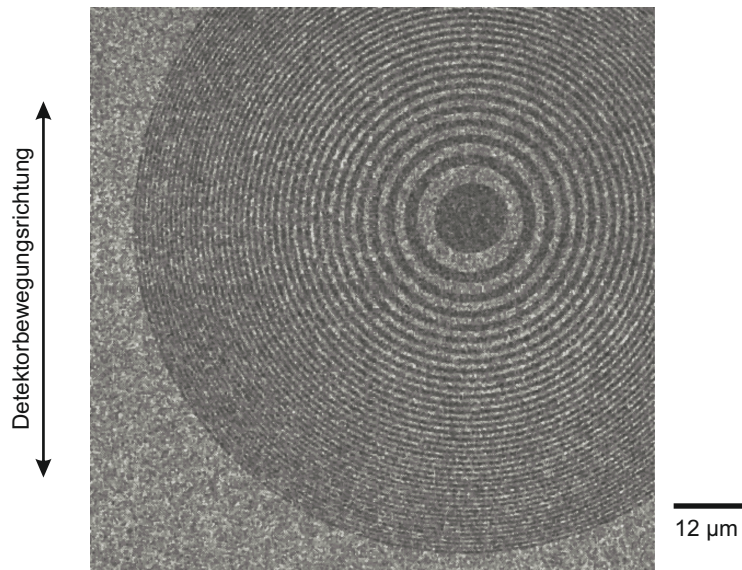


Abbildung 10.10: Eine beispielhafte Projektion des Zonenplatten-Objekts, aufgenommen bei 30 kV und 100 nA. Es können alle Strukturen der Zonenplatte noch aufgelöst werden.

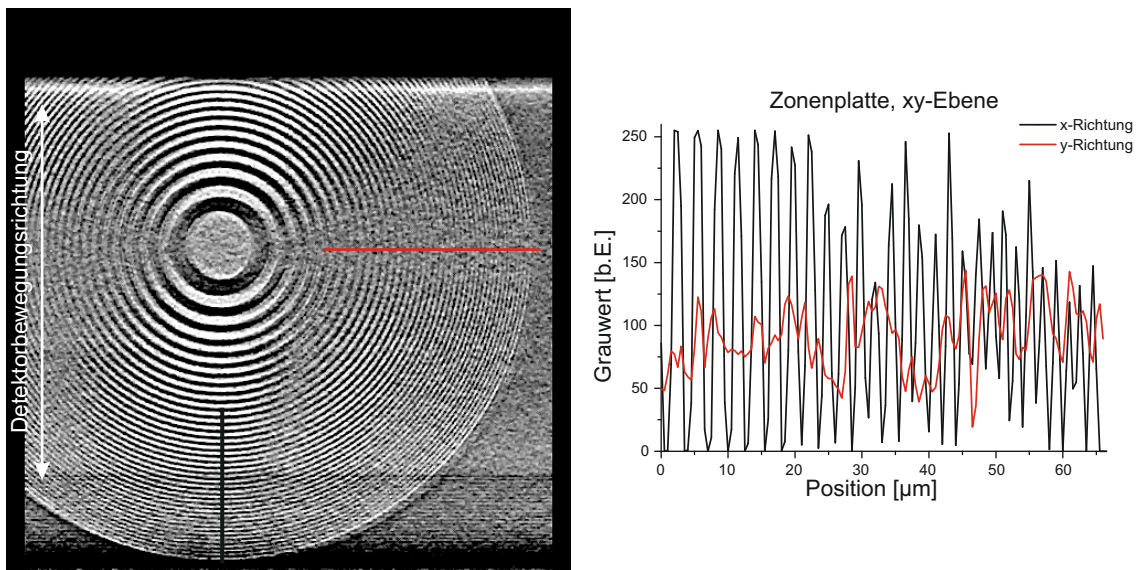


Abbildung 10.11: Schnitt in xy-Ebene durch das FZP-Objekt. Auch in der Rekonstruktion können in x-Richtung (Detektorbewegungsrichtung) alle Strukturen wiedergegeben werden. In Übereinstimmung mit Simulationsergebnissen ist die Auflösung in der xy-Ebene in y-Richtung stark reduziert (siehe Abb. 10.6). Auch in den zugehörigen Linienprofilen in x-Richtung zeigen sich die Zonenplattenstrukturen deutlich, während in y-Richtung diese nicht quantitativ aufgelöst werden können.

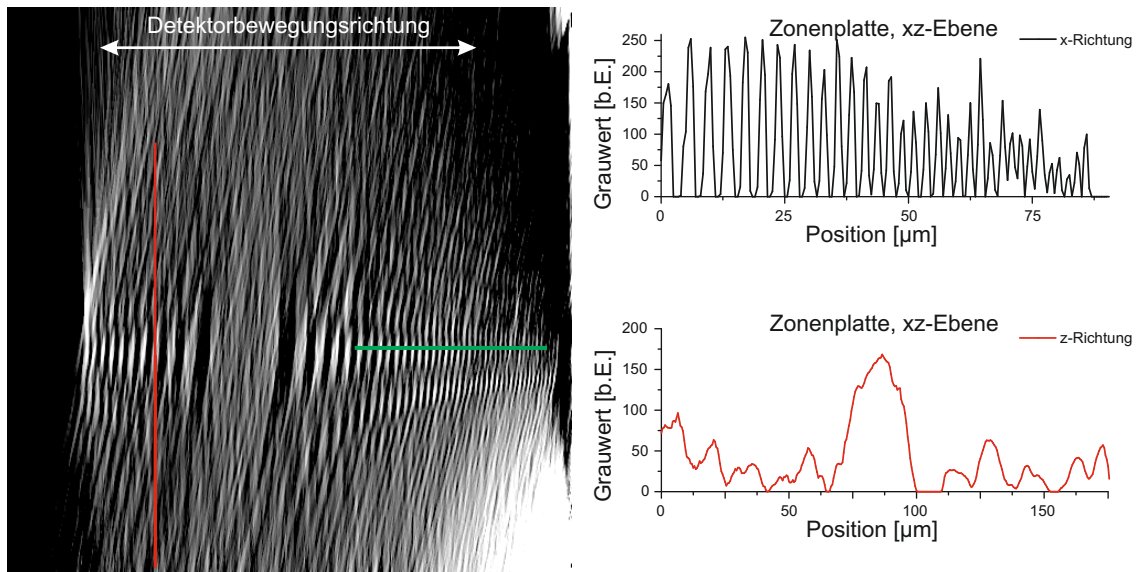


Abbildung 10.12: Schnitt in xz -Ebene durch das FZP-Objekt. In x -Richtung wird die gleiche laterale Auflösung erreicht wie in einzelnen Projektionen und im xy -Schnitt. In z -Richtung entspricht die erreichte Auflösung nicht der erwarteten. Die $1,3\ \mu\text{m}$ hohe FZP Struktur ist im Linienprofil über etwa 50 Voxel ($25\ \mu\text{m}$) verschmiert. Ein Grund kann in den stark ausgeprägten Artefakten liegen, die im xz -Schnitt zu sehen sind.

auch im xz -Schnitt die gleiche laterale Auflösung in x -Richtung nachgewiesen werden wie im xy -Schnitt oder in einer einzelnen Projektion. Sowohl im Schnittbild wie auch im zugehörigen Linienprofil entlang der x -Richtung werden alle Strukturen wiedergegeben. Die Tiefenauflösung ist aufgrund stark ausgeprägter Artefakte deutlich gegenüber den Simulationen reduziert. Im Linienprofil in z -Richtung ist keine scharfe Begrenzung der FZP-Struktur zu erkennen. Die Struktur ist über einen Bereich von 50 Voxeln ausgedehnt, was $25\ \mu\text{m}$ entspricht und die tatsächliche Ausdehnung der Zonenplatte deutlich übersteigt. Dies wird den durch die unvollständige Information entstehenden Hütchenartefakten zugerechnet (siehe auch Abb. 5.6).

Kohlefasergewebe

Abb. 10.13 zeigt eine beispielhafte Projektion aus dem Laminographiedatensatz des Kohlefasergewebes. Aufgrund der niedrigen Ordnungszahl des Materials und der niedrigen Dichte der Fasern ist der hauptsächliche Kontrastmechanismus nicht die Röntgenabsorption, sondern der Phasenkontrast. Fasern können im Wesentlichen anhand der leichten Kontrastüberhöhungen an den Rändern erkannt werden. Auch sind in den Projektionen nur wenige Einzelfasern erkennbar.

Deutlich besser lassen sich Einzelfasern in den in Abb. 10.14 gezeigten Schnitten in xy -Ebene auflösen. In diesen Schnitten ist die Bildqualität hauptsächlich von niedrigem SNR aus den Projektionen und Hütchenartefakten aus anderen Schichten beeinträchtigt. Die gemessene

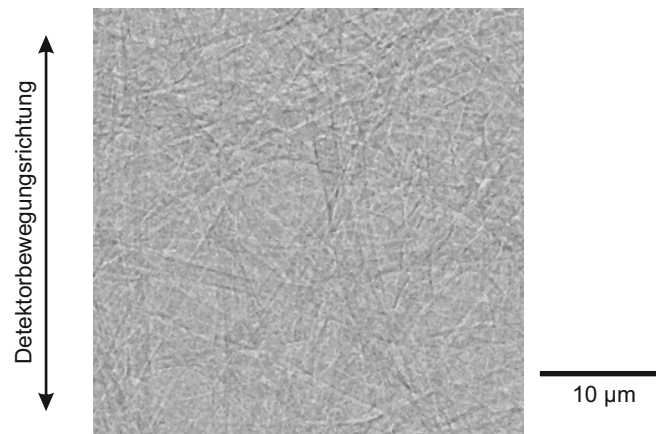


Abbildung 10.13: Beispiel einer aufgenommenen Projektion des Kohlefasergewebes. Es können nur schwer einzelne Fasern unterschieden werden. Der Kontrast, über den die Fasern zu erkennen sind, rührt wegen der geringen Absorption fast ausschließlich vom Phasenkontrast des Objekts her.

Größe der Fasern in den rekonstruierten Schichten (etwa 15 Voxel oder $7,5\ \mu\text{m}$) stimmt sehr gut mit der aus den lichtmikroskopischen Aufnahmen (siehe Abb. 10.9) bestimmten überein. Die Schnitte in xz -Richtung (Abb. 10.15) zeigen, dass auch Einzelfasern im Volumen verfolgt werden können. Allerdings sind Schnitte in xz -Ebene noch deutlicher von Hütchenartefakten aus unvollständiger Winkelinformation dominiert, als xy -Schnitte. Qualitativ ist die Tiefenauflösung in dieser Rekonstruktion besser als beim FZP-Testobjekt. Eine quantitative Auswertung ist allerdings aufgrund der starken Unregelmäßigkeiten im Fasergewebe und der erreichten Rekonstruktionsqualität nicht möglich. Als Anhaltspunkt kann die in z -Richtung gemessene Fasergröße dienen. Für gut trennbare Fasern kann eine Stärke von maximal $10\ \mu\text{m}$ gemessen werden, was nahe am tatsächlichen Faserdurchmesser liegt.

10.2.3 Diskussion

Bei Betrachtung der in Abschnitt 10.2.2 gezeigten Ergebnisse fällt im Besonderen die reduzierte Rekonstruktionsqualität gegenüber den Ergebnissen aus simulierten Datensätzen (siehe Abschnitt 10.1.2) auf. Eine mögliche Begründung ist v. a. für die Aufnahme des Fasergewebes, dass das SNR nicht für eine bessere Rekonstruktionsqualität ausreicht. In den Simulationen wurde an einem Hochkontrastphantom gezeigt, dass $\text{SNR} = 10$ zur Auflösung von $500\ \text{nm}$ großen Strukturen ausreichen sollten. Im Gegensatz zu den Simulationen ist im FZP-Datensatz $\text{SNR} = 8$ erreicht worden, was in der Größenordnung der Vorhersage liegt, allerdings ist das Volumen aus nur 27 Projektionen rekonstruiert, anstelle der in der Simulation verwendeten 151. Nach [27] ist für das Signal-Rausch-Verhältnis im rekonstruierten Volumen die Gesamtzahl an Photonen, die zu Rekonstruktion verwendet werden, ausschlaggebend. Diese Gesamtzahl ist in der Messung gegenüber den Simulationen um mehr als einen Faktor 5 reduziert. Des Weiteren kommt die ungleichmäßige Verteilung der Projektionen hinzu, die zu asymmetrisch ausgeprägten Hütchenartefakten (siehe auch Abb. 10.8) führt, was die Rekonstruktionsqualität weiter reduziert. Das SNR im Faserdatensatz liegt bei 15 und die

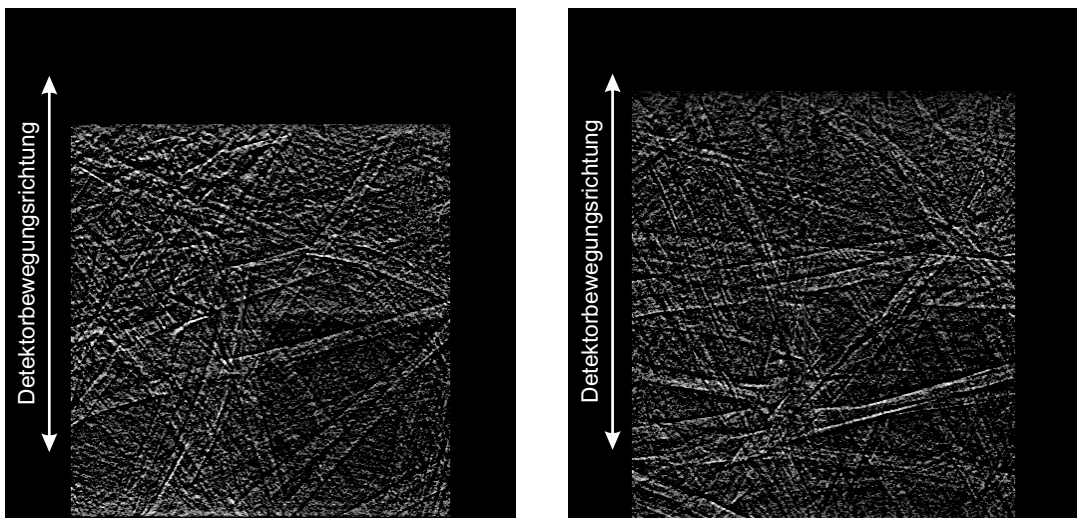


Abbildung 10.14: Zwei Schnitte in xy-Ebene durch das Faser-Objekt. In den rekonstruierten xy-Schnitten können Einzelfasern deutlich besser erkannt werden, auch wenn die Bildqualität durch Hütchenartefakte aus anderen Ebenen beeinträchtigt wird. Auch ist deutlich zu sehen, wie sich das niedrige SNR aus den Projektionen ins Rekonstruktionsvolumen fortpflanzt. Lateral stimmt die gemessene Größe der Fasern (etwa 15 Voxel oder $7,5\ \mu\text{m}$) gut mit der in lichtmikroskopischen Aufnahmen bestimmten Größe überein.

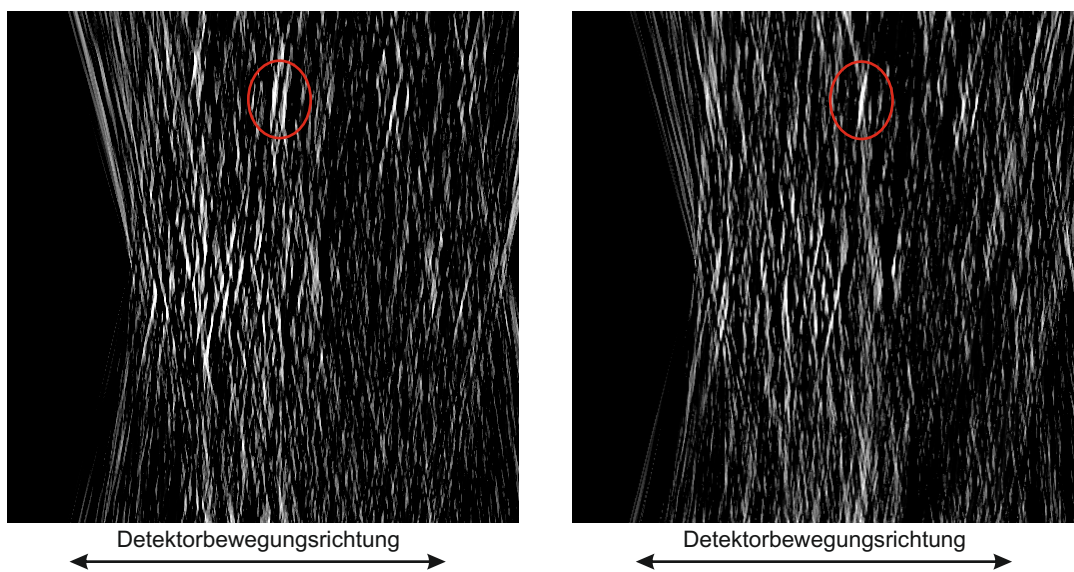


Abbildung 10.15: Zwei Schnitte in xz -Ebene durch das Faser-Objekt. Hier ist die Bildqualität deutlich durch die Hütchenartefakte auf Fasern und Faserbüscheln dominiert. Dennoch lassen sich im Schnittbild einzelne Fasern erkennen und durch unterschiedliche Schichten verfolgen (rote Markierung). Qualitativ ist die Tiefenauflösung in dieser Aufnahme besser als bei der FZP, allerdings ist aufgrund der dominierenden Artefakte und des unregelmäßigen Gewebes keine quantitative Aussage möglich.

Zahl der Projektionen bei 50, somit lassen sich die für Hochkontrastprobleme gewonnenen Grenzen nicht auf Niederkontrastprobleme übertragen.

Im Besonderen können anhand der FZP-Messung die dominierenden Faktoren für die Rekonstruktionsqualität identifiziert werden. Die in Kap. 8 gezeigte richtungsabhängige Ortsauflösung im Detektor unter schräger Bestrahlung spielt nur eine untergeordnete Rolle. In den xy-Schichten der FZP-Rekonstruktion entspricht die laterale Auflösung der lateralen Auflösung in der zentralen Projektion (siehe Abb. 10.10 und Abb. 10.11). Es zeigt sich, dass geometrische Effekte eine deutlich größere Rolle spielen. Strukturen, die linear in Detektorbewegungsrichtung ausgedehnt sind, können nicht aufgelöst werden, da die gewonnene Winkelinformation nicht für eine Rekonstruktion ausreicht.

Insgesamt kann an zwei sehr unterschiedlichen Testobjekten gezeigt werden, dass mit dem gewählten Setup dreidimensionale Bildgebung bei einer höheren lateralen Auflösung als in MikroCT-Anlagen möglich ist. Es zeigt sich allerdings deutlich, dass die Tiefenauflösung nicht nur von Betriebsparametern und Aufnahmegeometrie abhängt, sondern in einem nicht zu vernachlässigenden Maß vom aufgenommenen Objekt selbst.

Abschließende Diskussion

Kapitel 11

Abschließende Diskussion und Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war es, mit Hilfe der aus Röntgenverfahren, die in der zerstörungsfreien Prüfung (ZfP) angewendet werden, bekannten Methoden ein Mikroskop zu entwickeln, das eine Ortsauflösung erreicht, die vergleichbar ist mit an Großforschungseinrichtungen verwendeten Röntgenmikroskopen. Diese Ortsauflösung soll nicht nur in zweidimensionalen Projektionen erreicht werden, sondern auch in rekonstruierten dreidimensionalen Volumendaten. Mit diesem Ziel entstand ein Konzept zur Röntgenmikroskopie ohne optische Elemente im Labor. Die Möglichkeit zur dreidimensionalen Bildgebung wird hier mit einem linearlamino-graphischen Ansatz realisiert, d. h. verschiedene Durchstrahlungsrichtungen durch ein Objekt werden durch eine relative lineare Verschiebung von Quelle und Detektor bei ruhendem Objekt umgesetzt.

In diesem Aufbau wird eine Elektronenmikrosonde dazu verwendet, einen Elektronenstrahl auf ein Transmissionstarget zu fokussieren. Um die gewünschte Auflösung zu erreichen, wurde eine Methode zur Optimierung der Schichtdicken der röntgenaktiven Schicht des Wolfram-targets erstmals erfolgreich angewendet. Dabei wurden für die verwendeten 30 kV Beschleunigungsspannung zwei Schichtdicken identifiziert (siehe dazu Kap. 7). Bei 100 nm Wolfram wird die auf die Quellgröße bezogene Röntgenleistung (generierte Photonen pro Zeit und Targetstrom) maximal, während bei 700 nm Wolfram die integrale Röntgenleistung maximiert wird. Dadurch kann gegenüber der Verwendung von Standardtargets von Mikrofokusröhren (4 μm Wolfram auf Diamant) eine Steigerung der Röntgenleistung um einen Faktor 3 erzielt werden. Die erreichte minimale Quellgröße liegt bei 154 nm [59] und erlaubt damit eine laterale Ortsauflösung des Gesamtsystems von 215 nm (Rayleigh-Kriterium) und einer Detailerkennbarkeit von 100 nm. Die anhand der Modulationstransferfunktion bestimmte Auflösungsgrenze (20% MTF) liegt bei $6,63 \text{ lp}/\mu\text{m}$. Im Vergleich zu modernen Sub μCT -Anlagen ist dies eine Verbesserung der Auflösung um etwa eine Größenordnung. Auch im Vergleich mit Laborsystemen, die auf optischen Elementen basieren, zeigt das vorgestellte Konzept ein besseres Auflösungsvermögen. Die während der Targetherstellung entstehenden unregelmäßigen Wolframschichten haben keinen Einfluss auf die Bildqualität.

Da das Röntgenmikroskop auch zur Bildgebung an schwachabsorbierenden biologischen Proben konzipiert wurde, wurde im Zuge dieser Arbeit eine Methode zur Optimierung des Quell-Objekt-Abstands bei gegebenen Aufnahmeparametern entwickelt, die zu einer Maximierung der durch den Phasenschub verursachten Kantenüberhöhungen (*edge enhancement*) führt (siehe Kap. 9). Hierbei wird nicht nur der effektive Propagationsabstand z_{eff} , sondern auch

die mit einem Setup erreichbare Auflösung berücksichtigt. Diese Optimierungsmethode wurde sowohl am vorgestellten Röntgenmikroskop überprüft, als auch an einer Anlage mit Flüssigmetallanodenröhre.

Durch die Implementierung des linearlaminographischen Ansatzes zur dreidimensionalen Bildgebung kommt es unter hohen Laminographiewinkeln zu einer signifikanten Schrägbestrahlung des Detektors. Der verwendete Detektor ist ein Medipix MXR2 Quad Detektor mit 300 μm Silizium als Sensormaterial und 55 μm Pixelgröße. Eine genaue Charakterisierung des Detektors unter stark schrägem Einfall zeigt eine deutliche Abhängigkeit der erreichbaren Detektorortsauflösung (MTF) von der Bestrahlungsrichtung und eine starke Richtungsabhängigkeit der Auflösung (siehe Kap. 8). Die Detektorauflösung (20% MTF) in Richtung der Detektorverschiebung sinkt von 11,89 lp/mm (MC-Simulation liefert 12,57 lp/mm) bei direkter Bestrahlung auf 4,06 lp/mm (Simulation 5,26 lp/mm) unter Schrägbestrahlung bei 30°, zeigt also einen sehr starken Einbruch. In Richtung senkrecht zur Detektorverschiebung sinkt die Auflösung von 12,11 lp/mm (Simulation 12,55 lp/mm) auf 10,29 lp/mm (Simulation 12,33 lp/mm). Es ist durch die Asymmetrie der durch Schrägbestrahlung entstehenden Punktspreizfunktion eigentlich keine Änderung der Auflösung in Detektorverschiebungsrichtung zu erwarten. Der beobachtete Rückgang der Auflösung wird hier auf ungenaue Justierung bei der Charakterisierung zurückgeführt.

Bei der Betrachtung der erreichbaren Auflösung in rekonstruierten Volumen (siehe Kap. 10) muss deutlich zwischen Tiefenauflösung (z-Richtung, Quell-Detektor-Richtung) und lateraler Auflösung (in xy-Richtung) unterschieden werden. Durch geometrische Überlegungen und numerische Betrachtungen kann für das vorgestellte Setup die maximal verfügbare Winkelinformation bestimmt werden. Unter idealen Bedingungen entspricht eine laminographische Aufnahme am vorgestellten Röntgenmikroskop einer RotationsCT mit einem Drehwinkel von $\theta_{\text{max}} = 94,5^\circ$. Die durch diese unvollständige Information entstehenden sog. Hütchenartefakte (*hat artifacts*) dominieren die Tiefenauflösung einer ansonsten idealen Aufnahme. In numerischen Simulationen konnte gezeigt werden, dass die unvollständige Information im rekonstruierten Volumen zusammen mit dem in den einzelnen Projektionen erreichten Signal-Rausch-Verhältnis SNR die Tiefenauflösung stark beeinträchtigen. Die laterale Auflösung kann von der Lage der Strukturen im Objekt relativ zur Detektorverschiebungsrichtung beeinflusst werden. In Simulationen wurde gezeigt, dass Strukturen, die in Detektorverschiebungsrichtung ausgedehnt sind, im rekonstruierten Volumen nicht aufgelöst werden können. Dies führt zu einer Beeinträchtigung der Ortsauflösung senkrecht zur Detektorverschiebungsrichtung.

In Messungen mit hochabsorbierenden mikrostrukturierten Testobjekten an der Anlage kann gezeigt werden, dass auch im rekonstruierten Volumen in Detektorverschiebungsrichtung trotz der reduzierten Detektor-MTF unter Schrägbestrahlung die gleiche laterale Auflösung erreicht werden kann wie in den Einzelprojektionen. Der Einfluss der unvollständigen Information und des relativ niedrigen SNR sind deutlich stärker. Auch kann durch die Aufnahmegeometrie nicht die gewünschte Tiefenauflösung von unter 100 nm erreicht werden.

Abschließend muss gesagt werden, dass die gestellten Ziele nur zum Teil erreicht werden konnten. Die laterale Orstauflösung des vorgestellten Röntgenmikroskops ist durchaus vergleichbar mit der von röntgenoptischen Laborsystemen (beispielsweise [75], [68]) und auch Systemen an Großforschungseinrichtungen (beispielsweise [15]), auch wenn die Belichtungszei-

ten systembedingt deutlich länger sind. Die Auflösung in dreidimensionalen rekonstruierten Volumen ist besonders in z-Richtung durch den gewählten Aufnahmemodus stark reduziert.

Kapitel 12

Ausblick

Um mit dem Ansatz der geometrischen Vergrößerung die erreichte Ortsauflösung in einer Projektion weiter zu erhöhen und diese auch in rekonstruierte Volumen zu übertragen, können verschiedene Punkte am vorgestellten Konzept verändert und verbessert werden.

Durch Einbindung von a priori-Information über das untersuchte Objekt kann die Rekonstruktionqualität besonders bei iterativen Rekonstruktionsverfahren deutlich verbessert werden. Vor kurzem wurde diese Technik auch auf Computerlaminographiesysteme zur Verbesserung der Bildqualität angewendet [67].

Ein weiterer Ansatzpunkt ist die Erhöhung des erreichten Signal-Rausch-Verhältnisses SNR in den Projektionen, da sich durch numerische Berechnungen gezeigt hat, dass dieses einen großen Einfluss auf die Bildqualität in den rekonstruierten Volumen hat. Um im vorgestellten Aufbau besseres SNR nicht mit deutlich verlängerter Messzeit erkaufen zu müssen, können mikrostrukturierte Targets verwendet werden. Dazu kann beispielsweise mithilfe einer Ionenfeinstrahlanlage (FIB, *focused ion beam*) ein wie ein Turm geformtes Target aus Wolfram strukturiert werden. Die Höhe entspricht der durch Simulationen gefundenen optimalen Schichtdicke für maximale Röntgenleistung, wobei der Durchmesser anhand der gewünschten Quellgröße gewählt wird. Da gestreute Elektronen das Target nach dem Streuprozess verlassen, können diese so nicht zu einer Verbreiterung des Quellflecks beitragen. So können hohe Stromdichten appliziert und gleichzeitig die Quelle klein gehalten werden.

Auch kann weiterhin die Elektronenoptik eines Elektronenmikroskops verwendet werden, als Target aber ein Reflexionstarget in der Probenkammer des Elektronenmikroskops, wie bereits in [41] vorgeschlagen. Dadurch lassen sich mit kleineren Quell-Objekt-Abständen auch kleinere Quell-Detektor-Abstände bei gleicher Vergrößerung realisieren, was durch den größeren abgedeckten Raumwinkel des Detektors zu einem höheren Photonenfluss auf dem Detektor führt.

Diese Methode bietet ebenfalls den Vorteil, dass durch die Verwendung eines Reflexionstargets die Möglichkeit besteht, mit einfachen Mitteln eine Rotationsachse zu installieren, und so auch durch Rotation des Objekt einen vollständigen Datensatz für eine CT aufzunehmen. Solche Systeme wurden bereits erfolgreich als MikroCT in Rasterelektronenmikroskopen umgesetzt (siehe [54]) und sind auf dem Weg, die erste CT mit der angestrebten Tiefenauflösung zu realisieren (siehe [71]).

Daneben kann auch der Ansatz verfolgt werden, mit einer völligen Neukonstruktion eine Röntgenquelle für hohe Ströme und Beschleunigungsspannungen zu entwerfen und darum ein Computertomographiesystem zu konzipieren, das auf eine sehr hohe Auflösung getrimmt ist [50].

Mit diesen Ansätzen lassen sich in der näheren Zukunft Röntgenmikroskope auf Basis geometrischer Vergrößerung entwickeln, welche die Performance von Synchrotronaufbauten auch hinsichtlich Ortsauflösung in rekonstruierten Volumen ins Labor holen können.

Anhang

Anhang A

Beurteilung der Bildqualität in Röntgenaufnahmen

Die objektive Beurteilung der Qualität von Röntgenaufnahmen spielt bei allen bildgebenden Anwendungen eine große Rolle. In diesem Kapitel werden die in dieser Arbeit verwendeten Kenngrößen eingeführt. Eine ausführliche Behandlung des Themas Bildqualität findet sich in [14] und [11].

A.1 Punktspreizfunktion und Modulationstransferfunktion

In diesem Abschnitt wird kurz dargestellt, wie Modelle aus der Signalverarbeitung, insbesondere die Modulationstransferfunktion, in der Röntgenbildgebung Anwendung finden und als Auflösungsmerkmal herangezogen werden können.

Jede Abbildung kann als Faltung der Objektfunktion O mit der Impulsantwort P des abbildenden Systems angesehen werden, so dass das Bild $B = O * P$ ist. Die Impulsantwort ist die Antwort des Systems auf einen Dirac-Stoß δ . Speziell in der Röntgentechnik nennt man P auch Punktspreizfunktion PSF (engl. *point spread function*). Als Auflösung eines bildgebenden Systems wird oft die Breite der PSF bei halber Höhe angegeben (FWHM).

Zur mathematisch einfacheren Beschreibung kann eine Beschreibung der Auflösung und des Übertragungsverhaltens des Systems im Frequenzraum gewählt, denn die Faltung $B = O * P$ wird durch Fouriertransformation \mathcal{F} in den Frequenzraum zu

$$\mathcal{F}(O * P) = \mathcal{F}(O) \cdot \mathcal{F}(P). \quad (\text{Faltungstheorem}) \quad (\text{A.1})$$

Die Fouriertransformierte der Punktspreizfunktion wird Modulationstransferfunktion (MTF) genannt. Im Frequenzraum kann die MTF des Gesamtsystems als Multiplikation der Komponenten aufgefasst werden:

$$\begin{aligned} \text{MTF}_{\text{System}} &= \text{MTF}_{\text{Bilderzeugung}} \cdot \text{MTF}_{\text{Aufnahme}} = \\ &= \text{MTF}_{\text{Quelle}} \cdot \text{MTF}_{\text{Sensorschicht}} \cdot \text{MTF}_{\text{Pixelierung}} \cdot \dots \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Für viele einzelne Komponenten können Modelle angenommen und isolierte Komponenten-MTFs gemessen werden (z. B. Detektor) die tatsächliche Auflösung des Systems ist aber immer ein Zusammenwirken aller Komponenten.

Messung der Modulationstransferfunktion

Da zur direkten Bestimmung der Impulsantwort eines Systems die Erzeugung einer δ -Anregung nötig ist, wird in dieser Arbeit der Umweg über die Sprungantwort S des Systems genommen. Die Sprungantwort ist die Antwort des Systems auf eine sprunghafte Änderung. Der Zusammenhang zwischen Impuls- und Sprungantwort ist

$$S = (P * \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\tau)\theta(t - \tau)d\tau = \int_{-\infty}^t P(\tau)d\tau, \quad (\text{A.3})$$

wobei θ die Sprungfunktion ist. Die Impulsantwort ist damit die Ableitung der Sprungantwort.

Zur Messung der Sprungantwort eines röntgenbildgebenden Systems wird die Sprungfunktion durch eine hochabsorbierende Kante realisiert und das erhaltene Kantenprofil als Sprungantwort ausgewertet (siehe Abb. A.1). Das Kantenprofil (auch Kantenverwaschungsfunktion ESF, von engl. *edge spread function*) wird numerisch abgeleitet, um die Impulsantwort oder Linienverwaschungsfunktion LSF (von engl. *line spread function*) zu erhalten und diese wird diskret fouriertransformiert. Die gemessene MTF ist der Betrag der fouriertransformierten Impulsantwort. Üblicherweise wird die MTF so normiert, dass $\text{MTF}(0) = 1$.

Die tatsächliche Auswertung wird, soweit nicht anders angegeben, mit dem am Fraunhofer EZRT entstandenen Matlab-Code [26] durchgeführt.

A.2 Rayleigh-Kriterium zur Auflösungsbestimmung

In beugungsbegrenzten Abbildungen wird das Auflösungsvermögen oft durch das Rayleigh-Kriterium bestimmt. Dabei werden zwei Lichtquellen dann als trennbar angenommen, wenn ihr Abstand gleich dem Abstand des ersten Minimums vom Zentrum des Beugungsmusters ist [38].

Für diese Arbeit wird dieses Konzept auf Abbildungssysteme übertragen, die nicht beugungsbegrenzt sind, sondern eine Punktquelle mit einer als gaußförmig angenommen Punktspreizfunktion (siehe Kap. A.1) verschmiert wird: Zwei Punktquellen werden dann als trennbar angenommen, wenn sie das Kriterium erfüllen, dass die Überlagerung der Signale noch einen Kontrast von 20 % geben, d. h. das Minimum zwischen den Signalen liegt bei 80 % der Maxima (siehe Abb. A.2).

Die Breite der Punktspreizfunktion kann nicht nur durch den Abstand zweier Punktquellen bei 20 % Kontrast bestimmt werden, sondern auch über die gemessene Verwaschung einer Kante. Um den geforderten 20 % Kontrast Rechnung zu tragen, wird die Auflösung dabei definiert als die Breite der verwaschenen Kante, die zwischen 10 % und 90 % der Intensität beinhaltet. Diese Kenngröße kann auch bei einer nicht-gaußförmigen Verwaschung angewendet werden.

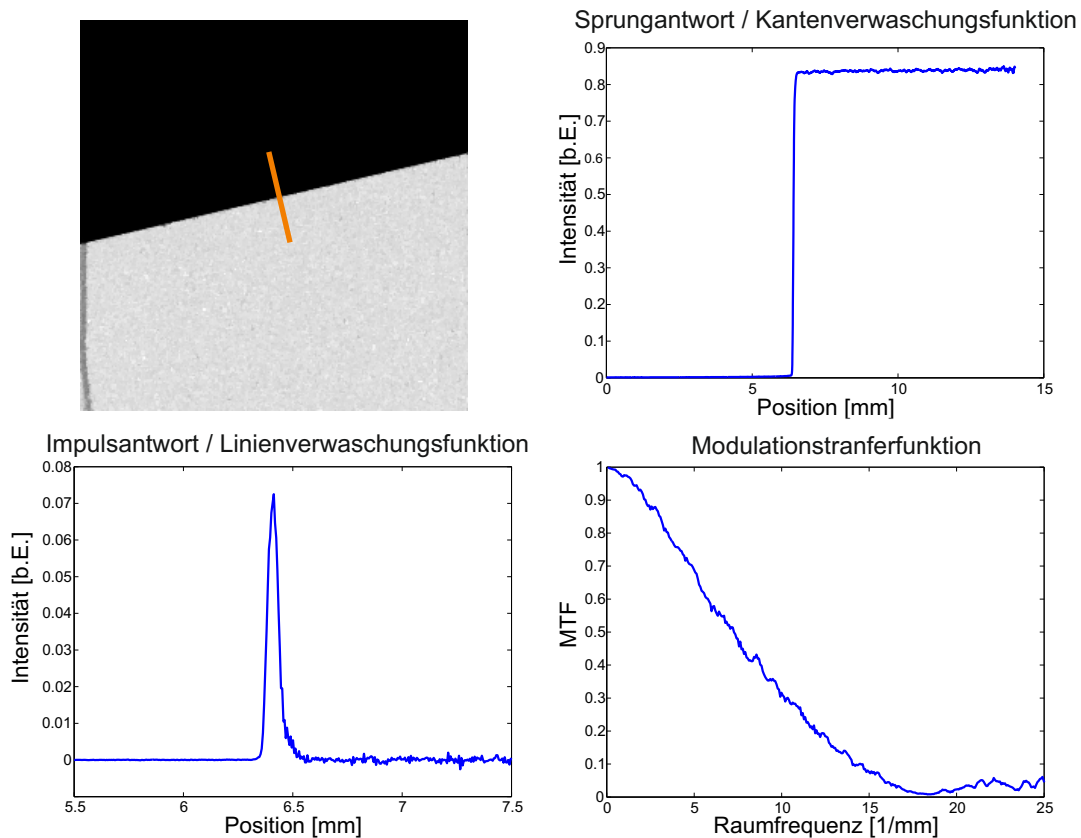


Abbildung A.1: Beispielhafte Bestimmung der Detektor-MTF des verwendeten Medipix2 MXR Quad bei 30 kV Beschleunigungsspannung: Mit einer 1 mm dicken Wolframkante wird die Sprungfunktion simuliert. Durch die Schrägstellung der Kante bezüglich des Pixelmusters lässt sich eine Überabtastung erreichen. Die so erhaltene Sprungantwort wird numerisch abgeleitet, um die Impulsantwort zu erhalten. Der Betrag der Fouriertransformierten dieser Impulsantwort ist die Modulationstransferfunktion.

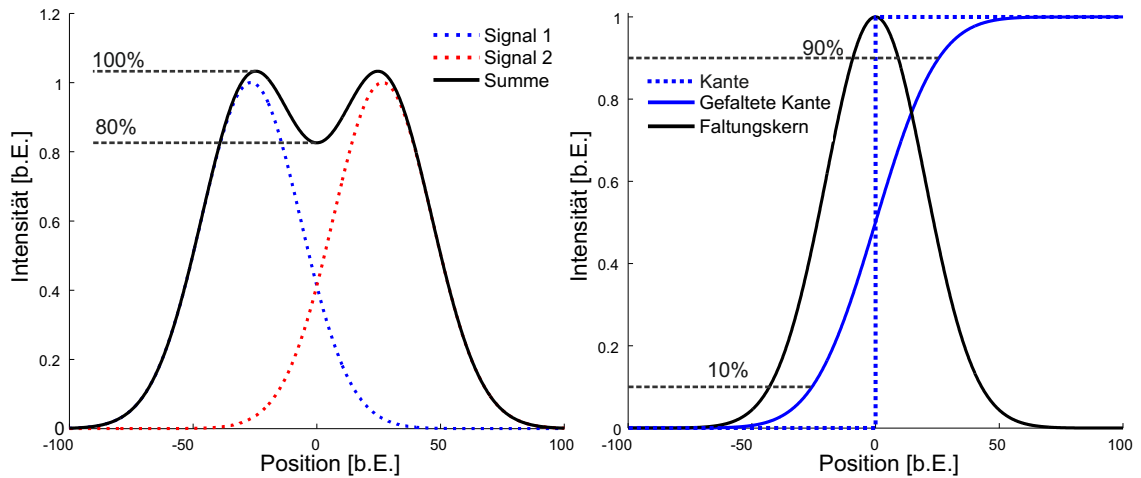


Abbildung A.2: Links das von Beugung auf Verwaschung übertragene Rayleigh-Kriterium: Die Punktquellen werden als getrennt betrachtet, wenn das Gesamtsignal noch 20 % Kontrast bietet. In der Praxis wird die Verwaschung meist über eine verwaschene Kante bestimmt (rechts). Die Auflösung ist die Breite der Kante, die zwischen 10 % und 90 % der Intensität beinhaltet.

A.3 Rauschgrößen und Kontrast

Modulationstransferfunktion und Detailerkennbarkeit beschreiben die räumliche Auflösung eines abbildenden Systems gut für den Fall von Hochkontrastproblemen, d. h. wenn sich das Objekt sehr klar vom Hintergrund abhebt. In vielen Anwendungen ist dieser Fall nicht gegeben, weshalb auch die Niederkontrastqualität der Projektionen beurteilt werden muss. Zentrale Größen sind dabei der Objektkontrast C in der Aufnahme, das erreichbare Signal-Rausch-Verhältnis SNR und das damit zu erreichende Kontrastrauschverhältnis CNR.

In Niederflussanwendungen, wie der projektiven Röntgenmikroskopie mit photonenzählenden Detektoren, ist der dominante Rauscheinfluss die Statistik der Photonverteilung. Das Signal-Rausch-Verhältnis wird in einer Aufnahme in einem Bereich ohne Objekt bestimmt und wird definiert als

$$\text{SNR} = \frac{\bar{\mu}}{\sigma}, \quad (\text{A.4})$$

wobei $\bar{\mu}$ die mittlere Zählrate im gewählten Bereich ist und σ die Standardabweichung der Zählraten. In einem nur durch Photonstatistik beeinflussten Bild ist $\sigma = \sqrt{\bar{\mu}}$ und damit $\text{SNR} = \sqrt{\bar{\mu}}$. In erster Näherung nimmt das SNR mit der Wurzel der Belichtungszeit zu.

Der Kontrast, den ein Objekt in einer Aufnahme liefert, wird definiert als

$$C = \frac{I_0 - I_1}{I_0 + I_1}. \quad (\text{A.5})$$

Dabei ist I_0 die ungeschwächte Intensität in der Aufnahme und I_1 die geschwächte Intensität hinter dem Objekt. Für ein vollständig absorbierendes Objekt ist $C = 1$, für ein Objekt ohne Absorption ist $C = 0$.

Als Maß dafür, welcher Kontrast noch aufgelöst werden kann, wird das Kontrastrauschverhältnis

$$\text{CNR} = \frac{I_0 - I_1}{\sigma} \quad (\text{A.6})$$

herangezogen. σ ist hier die Standardabweichung des reinen Rauschens.

Symbolverzeichnis

Naturkonstanten und abgeleitete Größen [55]

e	Elementarladung	$1,602 \cdot 10^{-16}$ As
h	Wirkungsquantum	$6,626 \cdot 10^{-34}$ Js = $4,136 \cdot 10^{-15}$ eVs
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit	$2,998 \cdot 10^8$ m/s
m_e	Masse des Elektrons	$9,109 \cdot 10^{-31}$ kg = 511 keV/ c^2
r_e	klassischer Elektronenradius	$2,818 \cdot 10^{-15}$ m

Häufig verwendete Bezeichnungen

M	Geometrische Vergrößerung
SOD, z_1	Quell-Objekt-Abstand
ODD, z_2	Objekt-Detektor-Abstand
SDD, $z_1 + z_2$	Quell-Detektor-Abstand
θ_{\max}	Laminographiewinkel
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis
CNR	Kontrast-Rausch-Verhältnis
MTF	Modulationstransferfunktion
$\sigma/\tilde{\sigma}$	Breite der MTF im Real-/Frequenzraum
$\sigma_d/\tilde{\sigma}_d$	Breite der Detektor-MTF im Real-/Frequenzraum
$\sigma_s/\tilde{\sigma}_s$	Breite der Quell-MTF im Real-/Frequenzraum
r_{Rayleigh}	Auflösung nach Rayleigh-Kriterium
α	Phase des Fresnelpropagators $P = e^{-i\alpha}$
I_0/I	Intensität vor/nach Schwächung
μ	Schwächungskoeffizient
p_p/p_s	physikalische/effektive Pixelgröße

Koordinatensystem

Soweit nicht anders beschrieben, wird in dieser Arbeit das folgende Koordinatensystem verwendet:

x	Richtung in Detektorebene, Detektorverschiebungsrichtung
y	Richtung in Detektorebene, senkrecht zur Detektorverschiebungsrichtung
z	Quell-Detektor-Richtung

Der Ursprung der Koordinatensysteme liegt bei Simulation, Aufnahme und Rekonstruktion im Zentrum des gescannten Volumens.

Literaturverzeichnis

- [1] DIN EN 12543-5:1999 *Zerstörungsfreie Prüfung - Charakterisierung von Brennflecken in Industrie-Röntgenanlagen für die zerstörungsfreie Prüfung - Teil 5: Messung der effektiven Brennfleckgröße von Mini- und Mikrofokus-Röntgenröhren.*
- [2] ABBE, E.: *Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung.* Archiv f. mikroskopische Anatomie, 9 Nr. 1:413, 1873.
- [3] ALTHOFF, D.: *Realisierung und Charakterisierung eines hochauflösenden Röntgendetektors.* Abschlussarbeit, Julius-Maximilians-Universität Würzburg, 2013.
- [4] ANDERSEN, A. & A. KAK: *Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique (SART): A Superior Implementation of the ART Algorithm.* Ultrasonic Imaging, 6:81, 1984.
- [5] ARDENNE, M. v.: *Zur Leistungsfähigkeit des Elektronen-Schattenmikroskopes und über ein Röntgenstrahlen-Schattenmikroskop.* Naturwissenschaften, 27:485–486, 1939.
- [6] BALLE, A.: *Simulation von Fresnelbeugung und Implementierung von Phasenrückgewinnungsalgorithmen.* Abschlussarbeit, Julius-Maximilians-Universität Würzburg, 2012.
- [7] BALLE, A., S. ZABLER, T. EBENSPERGER & R. HANKE: *Optimized detector concept for inline phase contrast and Born-type retrieval algorithms using polychromatic micro- and nano-focus X-ray Sources.* Konferenzbeitrag, XTOP St. Petersburg, 2012.
- [8] BARTELS, M., V. HERNANDEZ, M. KRENKEL, T. MOSER & T. SALDITT: *Phase Contrast Tomography of the Mouse Cochlae at Microfocus X-ray Sources.* Appl. Phys. Lett., 103:083703, 2013.
- [9] BERGER, M., J. HUBBELL, S. SELTZER, J. CHANG, J. COURSEY, R. SUKUMAR, D. ZUCKER & K. OLSEN: *XCOM: Photon Cross Section Database (version 1.5).* online, 2010, 2014-05-22.
- [10] BETZIG, E., G. PATTERSON, R. SOUGRAT, O. LINDWASSER, S. OLENYCH, J. BONIFACINO, M. DAVIDSON, J. LIPPINCOTT-SCHWARTZ & H. HESS: *Imaging Intracellular Fluorescent Proteins at Nanometer Resolution.* Science, 313 (5793):1642, 2006.
- [11] BEUTEL, J., H. KUNDEL & R. VAN METTER (Herausgeber): *Handbook of Medical Imaging Vol. 1.* SPIE Press, 2009.
- [12] BINNIG, G., H. ROHRER, C. GERBER & E. WEIBEL: *Tunneling through a Controllable Vacuum Gap.* Appl. Phys. Lett., 40:178, 1982.
- [13] BORN, M. & E. WOLF: *Principles of Optics, Fourth Edition.* Pergamon Press, 1970.

- [14] BUZUG, T.: *Computed Tomography – From Photon Statistics to Modern Cone-Beam CT*. Springer Berlin / Heidelberg, 2008.
- [15] CHAO, W., B. HARTENECK, J. LIDDLE, E. ANDERSON & D. ATTWOOD: *Soft X-ray microscopy at a spatial resolution better than 15 nm*. Nature, 435:1210, 2005.
- [16] COSSLETT, V. & W. NIXON: *An Experimental X-ray Shadow Microscope*. Proc. Royal Soc. London, 140:422, 1952.
- [17] DIEROLF, M., A. MENZEL, P. THIBAUT, P. SCHNEIDER, C. KEWISH, R. WEPF, O. BUNK & F. PFEIFFER: *Ptychographic X-ray computed tomography for the nanoscale*. Nature, 467:436, 2010.
- [18] DREMEL, K.: *Optimierung von Datenaufnahme und Rekonstruktion für die translatorische Röntgen-Computertomographie*. Abschlussarbeit, Julius-Maximilians-Universität Würzburg, 2013.
- [19] DURST, J.: *Modellierung und Simulation physikalischer Eigenschaften photonenzählender Röntgenpixeldetektoren für die Bildgebung*. Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2008.
- [20] EBENSPERGER, T., A. C. RIMBACH, S. ZABLER & R. HANKE: *Influences on 3D image quality in a high-resolution X-ray laminography system*. JINST, 9:C05030, 2014.
- [21] EBENSPERGER, T., P. STAHLHUT, F. NACHTRAB, S. ZABLER & R. HANKE: *Comparison of different sources for laboratory X-ray microscopy*. Journal of Instrumentation, 7:C10008, 2012.
- [22] FELDKAMP, L., L. DAVIS & J. KRESS: *Practical cone-beam algorithm*. J. Opt. Soc. Am. A, 1:6, 612, 1984.
- [23] FIRSCHING, M.: *persönliche Mitteilung*. 2012.
- [24] FRAUNHOFER EZRT: *Makro-Computertomographie - Anlagentafel*, (unveröffentlicht).
- [25] FRAUNHOFER EZRT: *Submicro-Computertomographie - Anlagentafel*, (unveröffentlicht).
- [26] FRAUNHOFER EZRT: *MTF Auswertetool*, (unveröffentlicht) 2008.
- [27] FUCHS, T. & W. KALENDER: *On the Correlation of Pixel Noise, Spatial Resolution and Dose in Computed Tomography: Theoretical Prediction and Verification by Simulation and Measurement*. Phys. Med., XIX, 2:153, 2003.
- [28] GIERSCH, J.: *ROSI An object-oriented and parallel computing Monte Carlo Simulation for X-ray imaging*. online, ©2003, 2004, 2007, 2011, 2011-12-07.
- [29] GONDROM, S.: *Rekonstruktion von Objektebenen aus Röntgendurchstrahlungsaufnahmen bei unvollständigen Datensätzen unter Verwendung von a priori Informationen*. Dissertation, Universität des Saarlandes, 2001.

- [30] GORDON, R., R. BENDER & G. HERMAN: *Algebraic Reconstruction Techniques for three-dimensional electron microscopy and X-ray photography*. J. Theor. Biol., 29 (3):471, 1970.
- [31] GRIEKEN, R. VAN & A. MARKOWICZ (Herausgeber): *Handbook of X-ray Spectrometry, Second Edition*. CRC Press, Boca Raton, FL, 2001.
- [32] GUIGAY, J.P.: *Analyse spectrale (frequences spatiales) d'une figure de diffraction de Fresnel*. C.R. Acad. Sc., 284 B:193, 1977.
- [33] HAIDER, M., H. ROSE, B. UHLEMANN, B. KABIUS & K. URBAN: *Towards 0.1 nm resolution with the first spherically corrected transmission electron microscope*. J. Elektron Microsc., 47:395, 1998.
- [34] HAKEN, H. & H. WOLF: *Atom- und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. Springer Berlin / Luxemburg, 2004.
- [35] HANKE, R.: *persönliche Mitteilung*. 2014.
- [36] HANKE, R., F. NACHTRAB, S. BURTZLAFF, V. VOLAND, N. UHLMANN, F. PORSCH & W. JOHANSSON: *Setup of an electron probe micro analyser for highest resolution radioscopy*. Nucl. Instr. & Meth. A, 607:173–175, 2009.
- [37] HAWKES, P.: *Recent advances in electron optics and electron microscopy*. Annales de la Fondation Louis de Broglie, 29:837, 2004.
- [38] HECHT, E.: *Optik, 5. Auflage*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2009.
- [39] HILLER, J., T. FUCHS, S. KASPERL & L. REINDL: *Einfluss der Bildqualität röntgenomographischer Abbildungen auf Koordinatenmessungen – Grundlagen, Messungen und Simulationen*. Technisches Messen, 78 (7-8):334, 2011.
- [40] HOPPE, W.: *Beugung im inhomogenen Primärstrahlwellenfeld*. Acta Cryst., A25:495, 1969.
- [41] HORN, H. & H. WALTINGER: *How to obtain and use X-ray projection microscopy in the SEM*. Scanning, 1:100–108, 1978.
- [42] JUNG, A.: *Algebraische Rekonstruktionstechnik für die Industrielle Computertomographie*. Abschlussarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2013.
- [43] KACZMARZ, S.: *Angenäherte Auflösung von Systemen linearer Gleichungen*. Bulletin International de l'Academie Polonaise des Sciences et des Lettres, 35:355, 1937.
- [44] KAK, A. & M. SLANEY: *Principles of Computerized Tomographic Imaging*. IEEE Press., 1988.
- [45] KAZNATCHEEV, K., C. KARUNAKARAN, U. LANKE, S. URQUHART, M. OBST & A. HITCHCOCK: *Soft X-ray spectromicroscopy beamline at the CLS: Commissioning results*. Nucl. Instr. & Meth. A, 582:96, 2007.

- [46] KLEIN, O. & Y. NISHINA: *Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantenmechanik nach Dirac*. Zeitschrift für Physik, 52:853, 1929.
- [47] KREMER, B.: *Das große Kosmos-Buch der Mikroskopie*. Kosmos Verlag, Stuttgart, 2002.
- [48] KROUPA, M. & J. JAKUBEK: *High Contrast Laminography Using Iterative Algorithms*. JINST, 6:C01045, 2011.
- [49] KRUEGER, S., H. NEUBAUER, M. BARTELS, S. KALBFLEISCH, K. GIEWEKEMEYER, P. WILBRANDT, M. SPRUNG & T. SALDITT: *Sub-10 nm beam confinement by X-ray waveguides: design, fabrication and characterization of optical properties*. J. Synchrotron Rad., 19:227–236, 2012.
- [50] KRUMM, M., C. SAUERWEIN & V. HÄMMERLE: *Concept and Design of a novel Computed Tomography System providing a Resolution of Fractions of a Micrometer*. Conference on Industrial Computed Tomography, Wels, 2014.
- [51] LENGELER, B., C. SCHROER, M. RICHWIN, J. TÜMMLER, M. DRAKOPOULOS, A. SNIGIREV & I. SNIGIREVA: *A microscope for hard x rays based on parabolic compound refractive lenses*. Appl. Phys. Lett., 74:3924, 1999.
- [52] LLOPART, X. & M. CAMPBELL: *First test measurements of a 64k pixel readout chip working in single photon counting mode*. Nucl. Instr. & Meth. A, 509:157, 2003.
- [53] LLOPART, X., M. CAMPBELL, R. DINAPOLI, D. SAN SEGUNDO & E. PERNIGOTTI: *Medipix2: A 64-k pixel readout chip with 55 μm square elements working in single photon counting mode*. IEEE Trans. Nucl. Sci., 49:2279, 2002.
- [54] MAYO, S., P. MILLER, S. WILKINS, T. DAVIS, T. GAO, T. GUREYEV, D. PAGANIN, D. PARRY, A. POGANY & A. STEVENSON: *Quantitative X-ray projection microscopy: phase contrast and multi-spectral imaging*. J. Microsc., 207:79, 2002.
- [55] MOHR, P., B. TAYLOR & D. NEWELL: *CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2010*. Rev. Mod. Phys., 84:1527, 2012.
- [56] MOKSO, R., P. CLOETENS, E. MARIE, W. LUDWIG & J.-Y. BUFFIÈRE: *Nanoscale zoom tomography with hard x-rays using Kirkpatrick-Baez optics*. Appl. Phys. Lett., 90:144104, 2007.
- [57] MÜLLER, M., T. MEY, J. NIEMEYER & K. MANN: *Table-top soft x-ray microscope using laser-induced plasma from a pulsed gas jet*. Optics Express, 22, 19:23489, 2014.
- [58] NACHTRAB, F.: *Untersuchungen zu Computertomographie und Energiewichtung mit dem Medipix2-Detektor*. Abschlussarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2006.
- [59] NACHTRAB, F., T. EBENSPERGER, B. SCHUMMER, F. SUKOWSKI & R. HANKE: *Laboratory X-ray microscopy with a nano-focus X-ray source*. JINST, 6:C 11017, 2011.

- [60] NIEDERLÖHNER, D.: *Untersuchungen zu Energiewichtung in der medizinischen Röntgenbildgebung mit dem Medipix2-Detektor*. Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2006.
- [61] PAGANIN, D.: *Coherent X-ray Optics*. Oxford University Press, 2006.
- [62] PAUL-SCHERRER-INSITUT: *Prüfkörper Beschreibung, Auftr.-Nr. 044/21622/530*. Technischer Bericht, 2007.
- [63] REHAK, M. & U. HASSLER: *Design von Prüfaufgaben-abhängigen Trajektorien in der Tomosynthese*. DGZfP-Jahrestagung, Di.1.B.3, 2011.
- [64] REISINGER, S., S. KASPERL, M. FRANZ & J. HILLER: *Simulation-based planning of optimal conditions for industrial computed tomography*. DGZfP-Berichtsband BB128-CD, 2011.
- [65] RIMBACH, A. C.: *Aufbau und Charakterisierung einer hochauflösenden Laminographieanlage*. Abschlussarbeit, Julius-Maximilians-Universität Würzburg, 2013.
- [66] RIMBACH, A. C., T. EBENSBERGER, S. ZABLER & R. HANKE: *Characterization and Application of an Ultra-High Resolution Laminography System*. Konferenzbeitrag auf der EUROMAT 2013, Sevilla.
- [67] SCHORR, C.: *Optimierung iterativer Rekonstruktionsverfahren bei unvollständigen Daten zur Anwendung in der Computerlaminographie*. Dissertation, Universität des Saarlandes, 2013.
- [68] SCHÄFER, D., T. NISIUS, R. FRÜKE, S. RAUSCH, M. WIELAND, U. VOGT & T. WILHEIN: *Compact x-ray microscopes for EUV and soft x-radiation with spectral imaging capabilities*. Proc. SPIE, 6317:631704–1, 2006.
- [69] SEIWERT, R.: *Lehrbuch der Experimentalphysik Band IV, Teil 2: Auf der Materie, Kap. 2*. Gobrecht, H., 1981.
- [70] SNIGIREV, A., V. KOHN, I. SNIGIREVA & B. LENGELER: *A compound refractive lens for focusing high-energy X-rays*. Nature, 384:49–51, 1996.
- [71] STAHLHUT, P., T. EBENSBERGER, S. ZABLER & R. HANKE: *A laboratory X-ray microscopy setup using a field emission electron source and micro-structured reflection targets*. Nucl. Instr. & Meth. B, 324:4, 2014.
- [72] SUKOWSKI, F. & N. UHLMANN: *Monte Carlo Simulation in NDT, Chapter 1*. InTech, 2011.
- [73] TERSOFF, J. & D. HAMANN: *Theory of the Scanning Tunneling Microscope*. Phys. Rev. B, 31, 2:805, 1985.
- [74] THOMPSON, A. (Herausgeber): *X-ray Data Booklet*. LBNL, University of California, Berkeley, CA, 2009.

-
- [75] TKACHUK, A., F. DUEWER, H. CUI, M. FESER, S. WANG & W. YUN: *X-ray computed tomography in Zernike phase contrast mode at 8 keV with 50 nm resolution using Cu rotation anode X-ray source*. Z. Kristallogr., 222, 2007.
- [76] TUCKER, D., G. BARNES & D. CHAKRABORTY: *Semiempirical model for generating tungsten target x-ray spectra*. Med. Phys., 18 (2):211, 1991.
- [77] WARWICK, T., K. FRANCK, J. KORTRIGHT, G. MEIGS, M. MORONNE, S. MYNENI, E. ROTENBERG, S. SEAL, W. STEELE, H. ADE, A. GARCIA, S. CERASARI, J. DENLINGER, S. HAYAKAWA, A. HITCHCOCK, T. TYLSISZCZAK, J. KIKUMA, E. RIGHTOR, H. SHIN & B. TONNER: *A scanning transmission x-ray microscope for materials science spectromicroscopy at the advanced light source*. Rev. Sci. Instr., 69, 8:2964, 1998.
- [78] WILDANGER, D., B. PATTON, H. SCHILL, L. MARSEGLIA, J. HADDEN, S. KNAUER, A. SCHÖNLE, J. RARITY, J. O'BRIEN, S. HELL & J. SMITH: *Solid Immersion Facilitates Fluorescence Microscopy with Nanometer Resolution and Sub-Ångström Emitter Localization*. Adv. Optical Mat., 24, 44:OP309, 2012.
- [79] ZHOU, J.: *Entwicklung eines Röntgen-Computerlaminographie-Verfahrens für die Materialprüfung*. Dissertation, Universität des Saarlandes, 1994.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Außerdem gilt mein besonderer Dank all denen, die dafür gesorgt haben, dass die Zeit, während der diese Arbeit entstanden ist, eine gute war.

Hier kann nur eine unvollständige Liste all dieser Personen aufgeführt werden. Dazu gehören unter anderem:

Aldi, Alex, And, Andi, Angelika, Angie, Anne, Astrid, Bernhard, Bine, Britta, Charlotte, Christa, Christa, Clemens, Ewald, Fella, Frank, Frank, Gabi, Guido, Hannes, Harald, Jonas, Jonas, Jörg, Kilian, Klaus, Lenja, Markus, Markus, Melli, Monique, Musapha, Nikolai, Nils, Norbert, Philipp, Randolph, Rene, Richard, Rüdiger, Simon, Stefan, Stefan, Stefan, Steven, Susanne, Susanne, Theo, Thomas, Tobi und Wolfram.

Außerdem möchte ich mich ganz besonders bei Christina bedanken, die mir hilft allen Widrigkeiten zu trotzen, und bei Flora, die mir zeigt, was Wunder sind. Ohne Euch kann ich mir die Welt nicht mehr vorstellen.