

# Gerollte brechende Röntgenfolienlinsen

Zur Erlangung des akademischen Grades  
**Doktor der Ingenieurwissenschaften**  
der Fakultät für Maschinenbau  
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

genehmigte  
Dissertation  
von

Dipl.-Ing. Harald Vogt

Tag der mündlichen Prüfung: 07.07.2014  
Hauptreferent: Prof. Dr. Volker Saile  
Korreferent: Prof. Dr. Ronald Frahm



## **Kurzfassung**

In der industriellen Materialanalyse mittels Diffraktometrie werden heute für vielfältige Anwendungen Röntgenröhren aufgrund ihrer geringen Abmessung und den moderaten Anschaffungskosten verwendet. Ein Nachteil der Röhren ist der vergleichsweise geringe Photonenfluss und die bei bestimmten Analyseverfahren daraus resultierenden langen Messzeiten. Mit Optiken, welche die Röntgenstrahlung auf die Probenoberfläche fokussieren, verkürzt sich die Messzeit.

Am Institut für Mikrostrukturtechnik des Karlsruher Institutes für Technologie werden sogenannte gerollte, refraktive Röntgenlinsen entwickelt. Diese bestehen aus einer einige Mikrometer dicken Folie, auf der Rippen mit dreieckförmigem Profil aufgebracht sind. Diese Folie wird in geeigneter Weise zugeschnitten und um einen Wickelkern gewickelt. Die so entstandene Röntgenbeleuchtungsoptik konzentriert einfallendes Röntgenlicht auf einen Punkt oder eine Fläche. Dieses Linsenprinzip ist hinsichtlich des Verhältnisses von Brechkraft zu Absorption optimiert und könnte aufgrund seiner vergleichsweise einfachen Fertigung eine kostengünstige Alternative zu herkömmlichen Röntgenoptiken bieten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Qualität der Linsen durch einen neu entwickelten Herstellungs- und Berechnungsprozess entscheidend verbessert. Zusätzlich wurden Simulationen mit selbstgeschriebener und kommerzieller Software durchgeführt, sowie charakterisierungs- und Anwendungsexperimente an unterschiedlichen Röntgenquellen ausgeführt. Die Ergebnisse der Simulation wurden verwendet, um die Leistungsgrenzen, die aus der geometrischen Anordnung der brechenden Elemente und der Absorption folgen, genauer zu untersuchen. Weiterhin ermöglichten Strahlverfolgungssimulationen den Einfluss unterschiedlicher technisch bedingter Fertigungsfehler auf die optischen Eigenschaften der Linsen näher zu untersuchen.

Die durch das optimierte Herstellungsverfahren erzeugten Linsen weisen an einer Synchrotronquelle spektrale Intensitätserhöhungen, die das Verhältnis der aufsummierten Intensität in der Halbwertsfläche mit und ohne Linse angibt, von bis zu einem Faktor 60 bei Fokussdurchmessern von etwa 15  $\mu\text{m}$  auf. An Röhrenquellen wurden die optimierten Linsen in Diffraktometrieexperimenten eingesetzt und führen zu einer um bis zu einem Faktor 18 erhöhten integrierten Intensität im Diffraktogramm im Vergleich zu den Intensitäten, die mit Hilfe eines herkömmlichen Stahlrohrkollimators gewonnen wurden.



## Abstract

In the area of industrial material analysis with diffractometry X-ray tubes are becoming more and more popular, due to their small footprint and comparatively low acquisition costs. A big disadvantage is the low photon flux of the emitted radiation, which results in longer measurement times. Optics, which are capable of focusing the radiation onto the sample surface, reduce this time.

At the Institute of Microstructure Technology of the Karlsruhe Institute of Technology, so called refractive Rolled X-ray Prism Lenses (RXPLs) are developed. They consist of some micrometre thick foil, with triangular shaped rips on one side, which is cut in a certain way and rolled around a rolling core. The created X-ray illumination optics concentrate incident X-rays into a single spot or an area. The lens principle is optimized with respect to the ratio of refractive power to absorption and could be a low-cost alternative to existing X-ray optics due to its comparatively simple manufacturing process.

In the context of this work, the production of the RXPLs was significantly improved by introducing a novel fabrication and calculation process. Additionally simulations were performed using self-written as well as commercial software, the fabricated lenses were characterized and application performance tests were performed at different X-ray sources. The results of the simulation were on the one hand used for a more detailed examination of the theoretical limits of the lenses, which results from of the alignment and the absorption of refracting elements. On the other hand the simulation enabled the closer examination of technical induced fabrication errors onto the optical properties of the lenses.

The optimized fabrication process shows a spectral intensity enhancement, which is the ratio of the intensities in the full-width-half-maximum area with and without the lens, of up to 60 and focus diameters around 15  $\mu\text{m}$  at synchrotron sources. In a diffractometry experiment at an X-ray tube the optimized lenses showed an integrated intensity enhancement of a factor of 18 compared to that acquired using a steel-tube collimator.



## **Danksagung**

Mein Dank gilt zuallererst Herrn Professor Dr. Volker Saile für die Übernahme des Hauptreferates und Herrn Professor Dr. Ronald Frahm für die Übernahme des Korreferates.

Meinen Betreuern, Herrn Dr. Last und Herrn Dr. Mohr, danke ich für die vielfältigen fachlichen Diskussionen und den Ideenaustausch während der Entstehung dieser Arbeit. Ebenso sei an dieser Stelle noch einmal für die Korrektur der Ausarbeitung gedankt.

Neben den bereits erwähnten gilt mein Dank auch den vielen anderen, die mich am Institut unterstützt haben. Hier seien insbesondere die mechanische Fertigung in Händen von Frau Moritz und den Werkstattmitarbeitern und die Unterstützung bei den ersten Versuchen eines Maschinenbauers im Reinraum inklusive weitergehender Beratung und Hilfe durch Frau Fornasier und das Reinraumteam erwähnt. Die während dieser Arbeit entstandenen Linsen sind in der heutigen Qualität nur herstellbar, weil beide mitgeholfen haben das Gewünschte in die Realität umzusetzen.

Meiner Familie und insbesondere meinen Eltern Beata Vogt und Jes Vogt möchte ich für die lange und anhaltende Unterstützung danken, mit der sie mir meine Ausbildung ermöglicht haben. Meiner Frau Ruth danke ich für den anhaltenden Beistand, die Ermutigungen und die aufgebrachte Geduld während der ganzen Erstellung der Arbeit.

Karlsruhe,

Harald Vogt

im Juli 2014

Karlsruher Institut für Technologie (KIT)





# Inhalt

Kurzfassung .....	I
Abstract .....	III
Danksagung .....	V
1 Einführung .....	1
2 Grundlagen .....	5
2.1 Erzeugung von Röntgenstrahlung .....	5
2.1.1 Röhrenquellen .....	6
2.1.2 Synchrotronstrahlungsquellen .....	9
2.2 Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie .....	11
2.2.1 Refraktion und Reflexion .....	11
2.2.2 Absorption .....	13
2.2.3 Beugung .....	14
2.3 Anwendungen von Röntgenstrahlung .....	15
2.4 Optiken für Röntgenstrahlung .....	16
3 Gerollte Röntgenlinsen .....	21
3.1 Funktionsprinzip und Auslegung der Linsen .....	21
3.2 Herstellungsverfahren .....	26
3.2.1 Folienherstellung .....	26
3.2.2 Wickelvorgang .....	31
4 Analyse der Eigenschaften der Optiken .....	43
4.1 Akzeptanzwinkelbereich .....	43
4.2 Absorption im Linsenmaterial .....	52
4.3 Simulationsergebnisse Zemax .....	55
4.3.1 Simulation des Einflusses der Eingangsapertur .....	64
4.3.2 Simulation des Einflusses der Photonenenergie .....	66
4.3.3 Simulation des Einflusses der Quellposition .....	67
4.3.4 Simulation des Einflusses der Linsenausrichtung .....	68
4.3.5 Simulation des Einflusses der Quellgröße .....	71
4.3.6 Simulation des Einflusses von Geometriefehlern .....	76
5 Experimentelle Ergebnisse .....	79
5.1 Qualitätsüberprüfung des Wickelvorganges .....	79
5.1.1 Mikroskopische Prüfung .....	79
5.1.2 Absorptionsröntgenaufnahmen .....	83
5.1.3 Computertomographie .....	86
5.2 Charakterisierung von Röntgenrolllinsen .....	88
5.2.1 Charakterisierung an Synchrotronquellen .....	89
5.2.2 Charakterisierung an der Röntgenröhre .....	92
6 Zusammenfassung und Ausblick .....	99
A. Literaturverzeichnis .....	99



# 1 Einführung

Mit der Entdeckung der Röntgenstrahlen im Jahr 1895 durch Conrad Wilhelm Röntgen an der Universität Würzburg [1] wurde die Grundlage geschaffen, neue Erkenntnisse über die innere Struktur von Materialien zu gewinnen.

Weiterhin entdeckte im Jahr 1912 Max von Laue die Röntgenbeugung an Kristallen [2], und Lawrence Bragg [3] fand 1913 eine Methode um aus dem Beugungsbild auf die Struktur zurückzuschließen (siehe u.a. [4]). Es war nun möglich, mit Röntgenstrahlen die Kristallstruktur zu bestimmen. Dies eröffnete in vielen naturwissenschaftlichen Bereichen ganz neue Perspektiven.

Üblicherweise wird der Bereich des elektromagnetischen Spektrums mit Wellenlängen zwischen 10 nm und 1 pm als Röntgenstrahlung bezeichnet. An dieses Spektrum schließen sich im langwelligen Bereich die UV-Strahlen und im kurzwelligen Bereich die Gammastrahlung an.

Heute wird Röntgenstrahlung für technische Anwendungen neben den natürlichen Röntgenquellen, wie etwa radioaktiven Elementen, im Wesentlichen durch Röntgenröhren oder Speicherringe erzeugt. In einer Röntgenröhre werden Elektronen aus einem Draht emittiert und in einem elektrischen Feld auf eine Anode beschleunigt. Das Spektrum der beim Abbremsen an der Anode entstehenden Röntgenstrahlung setzt sich aus einem Untergrund an Bremsstrahlung und intensiven, sogenannten charakteristischen Spektrallinien mit für das Anodenmaterial typischen Wellenlängen zusammen. Eine zweite Möglichkeit zur Erzeugung von Röntgenstrahlung sind Beschleuniger, hier insbesondere sogenannte Speicherringe. Die als Synchrotronstrahlung bezeichnete Strahlung im Spektralbereich der Röntgenstrahlung entsteht hier durch die Beschleunigung von geladenen Teilchen in Magnetfeldern. Die Speicherringe sind jedoch ortsgebunden und nicht für Vorortanalysen innerhalb einer Prozesskette oder für mobile Anwendungen geeignet.

Die vergleichsweise niedrigen Photonenflüsse an Röhrenquellen führen unter Umständen zu langen Messzeiten. Um diese Messzeiten - auch im Hinblick auf die Wirtschaftlichkeit - zu minimieren, bedient man sich diverser Optiken für den Röntgenbereich. Den auf dem Markt erhältlichen Optiken ist gemeinsam, dass sie aufwändig in der Herstellung und damit teuer sind. Zusätzlich sind sie wie zum Beispiel beugende Fresnel-Zonenplatten (z. B. [5; 6]) oder verschiedene Röntgenspiegel (z. B. [7; 8]), nur bis zu einer Maximalenergie nutzbar, bei der für erstere entweder die Höhe der Strukturen nicht mehr für eine Absorption ausreicht oder für letztere die Reflektivität für höhere Energien geringer wird. Refraktive Optiken dagegen haben bei Photonenenergien über 15 keV klare Vorteile. Es gibt eine große Anzahl von Materialien aus denen brechende Röntgenlinsen gefertigt werden (z. B. [9–11]). Auch die Anzahl an Bauformen refraktiver Röntgenlinsen ist in den letzten Jahrzehnten gestiegen (z. B. [10; 12–15]). Diese Bauformen lassen sich unterteilen in abbildende Linsen und nicht-abbildende Beleuchtungsoptiken. Die Beleuch-

tungsoptiken sind auf eine hohe Transmission hin optimiert. Eine Variante, die sogenannten Mosaik-Linsen [16] ermöglicht vergleichsweise große Aperturen, wobei die maximale Apertur durch die Fertigungstechnik limitiert ist. Diese Linsen bestehen aus tausenden, Millimeter hohen Prismen mit dreieckigem Querschnitt bei Kantenlängen im 10  $\mu\text{m}$  Bereich. Strukturen mit derart hohem Aspektverhältnis sind mechanisch instabil und somit ab einer gewissen Höhe nicht mehr fertigbar.

Die sogenannten gerollten refraktiven Röntgenoptiken (engl. „Rolled X-ray Prism Lenses“ RXPLs) [17] wurden am Institut für Mikrostrukturtechnik des Karlsruher Institutes für Technologie (IMT/KIT) erprobt und hergestellt, um diese fertigungstechnische Grenze der Apertur zu umgehen [18]. Diese Röntgenlinsen bestehen aus dünnen Folien, die mit Rippen mit dreieckförmigem Querschnitt versehen sind. Diese werden zugeschnitten und um einen Wickelkern aufgewickelt. Die Linsen ermöglichen theoretisch sehr große effektive Aperturen und können preiswert gefertigt werden.

Das vor Beginn dieser Arbeit angewandte Herstellverfahren erzeugte Linsen mit geringerer Qualität und höheren Ausschussraten, die auf Unzulänglichkeiten im angewendeten Wickelprozess sowie in der Folienherstellung zurückzuführen waren. Die Unzulänglichkeiten im Wickelprozess führten zu Fehlstellen in der Linse, die sich durch Lücken zwischen den aufgewickelten Folienstrukturen oder einem Einreißen der Folie während des Wickelprozesses zeigten. Die Folienherstellung war nur für kleinere Folienstücke zerstörungsfrei möglich, da der angewandte Abformprozess eine zu hohe Haftung zwischen Abformmaterial und der Gussform aufwies.

Das Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung einer fertigungstauglichen Herstellungsmethode mit akzeptabler Ausbeute für die gerollten brechenden Optiken, sowie die weitergehende Optimierung des Folienlayouts hin zu besseren optischen Eigenschaften in der Linse. Hierbei wurde ebenfalls die Möglichkeit geschaffen, die Linsen als Kondensoren einzusetzen, das heißt einen gewünschten Bereich bestimmter Größe aus unterschiedlichen Richtungen zu beleuchten.

Um dieses Ziel zu verwirklichen, wurde im Rahmen dieser Arbeit zunächst eine mechanische Wickelmaschine entworfen und realisiert, da der Wickelvorgang die entscheidende qualitätsrelevante Größe für die Linsenfertigung darstellt. Die Wickelmaschine ermöglicht es die circa 10  $\mu\text{m}$  Dicke strukturierte Folie ohne Beschädigung um einen 125  $\mu\text{m}$  dicke Glasfaser zu wickeln und so die Linse zu erzeugen [19]. Hierbei wurde die Anzahl möglicher Wickelfehler mit dem neuen Wickelprozess minimiert. Parallel dazu wurde die Linsengeometrie optimiert, so dass nicht vermeidbare Ungenauigkeiten, die durch die Geometrie der Linse ausgeglichen werden können, beim Entwurf des Folienzuschnittes berücksichtigt werden. Die Struktur der Folie wurde verbessert, indem der Abstand zwischen den brechenden Elementen auf der Folie reduziert wurde, was zu einer größeren Brechkraft pro Linsenlänge führt.

---

Um die Auswirkung auftretender Fehler genauer zu untersuchen, wurden Simulationsrechnungen durchgeführt. Der Einfluss unterschiedlicher Faktoren auf die optischen Eigenschaften der Linsen lässt sich so analysieren. Die Simulationen erfolgten hierbei mit Hilfe eines im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Strahlverfolgungsprogramms, sowie kommerziell erhältlicher Software. Die Ergebnisse wurden verwendet, um das Fertigungsverfahren gezielt zu optimieren. Die Leistungsfähigkeit der Optiken wurde ebenfalls praktisch in Experimenten an Synchrotronstrahlungsquellen und Röntgenröhren nachgewiesen [20].

Kapitel 2 führt in die physikalischen Grundlagen der Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie ein und nennt Anwendungsgebiete der Röntgenstrahlung sowie die kommerziell erhältlichen Optiken und deren Vor- und Nachteile. Die Grundlagen der gerollten, refraktiven Röntgenlinsen, deren Funktionsweise und der Herstellungsvorgang werden in Kapitel 3 dargestellt. Im Anschluss daran werden in Kapitel 4 die geometrischen Grenzen der Röntgenrolllinsen und das Absorptionsverhalten näher untersucht. Anschließend werden Ergebnisse aus Simulationen mit einem Strahlverfolgungsprogramm vorgestellt. Kapitel 5 gibt einen Überblick über experimentelle Ergebnisse: Der Qualitätsüberprüfung und -verbesserung des Herstellungsvorganges und anschließend der Ergebnisse der Charakterisierung der Optiken an verschiedenen Röntgenquellen. Im letzten Kapitel werden die erzielten Ergebnisse zusammengefasst und mögliche Arbeitsschritte für die weitere Entwicklung der Rolllinsen vorgestellt.



## 2 Grundlagen

Als Röntgenstrahlung bezeichnet man üblicherweise einen Bereich des elektromagnetischen Spektrums mit Wellenlängen zwischen 10 nm und 1 pm. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den Möglichkeiten der Erzeugung von Röntgenstrahlung und ihrer Wechselwirkung mit Materie. Letzteres bildet die Grundlage der Realisierung von Röntgenoptiken sowie der Fertigung von Mikrostrukturen mittels Röntgen-Tiefenlithographie. Weiterhin werden die diversen Anwendungsfelder für Röntgenstrahlung vorgestellt, und zuletzt wird ein Überblick über kommerziell erhältliche Röntgenoptiken gegeben.

### 2.1 Erzeugung von Röntgenstrahlung

Neben den in der Natur vorhandenen natürlichen Röntgenquellen, wie radioaktiven Elementen oder kosmischen Röntgenquellen, gibt es mehrere etablierte technische Möglichkeiten, Röntgenstrahlung zu erzeugen. In diesem Kapitel sollen die für diese Arbeit verwendeten Quellen vorgestellt werden: zum einen die Röntgenröhre und zum anderen die sogenannten Synchrotronstrahlungsquellen. Diese Quellen unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Brillanz [21] und des spektralen Photonenflusses. Der spektrale Photonenfluss ist hierbei definiert als die Anzahl Photonen pro Sekunde und Bandbreite. Die Brillanz ist dann der spektrale Photonenfluss, der in einem bestimmten Winkelbereich von einer bestimmten Fläche abgestrahlt wird (2-1).

$$\text{Brillanz} = \frac{\text{spekt. Photonenfluss}}{(\text{mrad})^2(\text{mm})^2} = \frac{\text{Photonen pro Sekunde}}{(\text{mrad})^2 (\text{mm})^2 (0,1\% \text{ Bandbreite})} \quad (2-1)$$

Röntgenröhren werden auch heute noch bevorzugt im industriellen Umfeld eingesetzt. Der Trend zu mobilen Geräten setzt die Verfügbarkeit einer kleinen und preiswerten Quelle voraus, was durch die Röntgenröhre gegeben ist. Diese sind strahlungstechnisch einfacher zu benutzen als radioaktive Elemente: Bei Ausfall der Spannung wird keine Röntgenstrahlung mehr generiert. Radionuklide werden jedoch auch in der zerstörungsfreien Materialprüfung verwendet. Vornehmlich im wissenschaftlichen Bereich sind jedoch wesentlich brillantere Quellen erforderlich. Die Entdeckung der Synchrotronstrahlung ermöglichte diese höheren Brillanzen und höhere Energien. Abbildung 1 zeigt die mittlere Brillanz der heutigen unterschiedlichen Röntgenquellen in der zeitlichen Entwicklung.

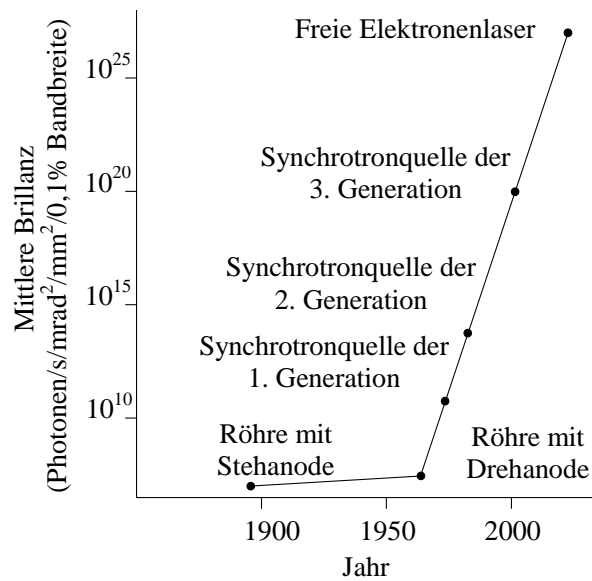


Abbildung 1: Mittlere Brillanz unterschiedlicher Röntgenstrahlungsquellen im Laufe der Zeit nach [22]

### 2.1.1 Röhrenquellen

Die Funktion einer Röntgenröhre basiert auf dem in Abbildung 2 dargestellten Prinzip. In einem evakuierten Gehäuse aus Glas oder Keramik werden Elektronen durch elektrisches Heizen aus einem Glühdraht gelöst und in einem elektrischen Feld auf eine Anode beschleunigt. Beim Auftreffen auf das Anodenmaterial treten die Elektronen mit dem Anodenmaterial in Wechselwirkung. Hierbei entsteht Röntgenstrahlung und Wärme. Der Wirkungsgrad der Röhren ist hierbei gering: Nur etwa 1 % der zugeführten Leistung wird in Röntgenstrahlung umgesetzt. Als Anodenmaterialien werden beispielsweise Kupfer, Wolfram oder Molybdän verwendet.

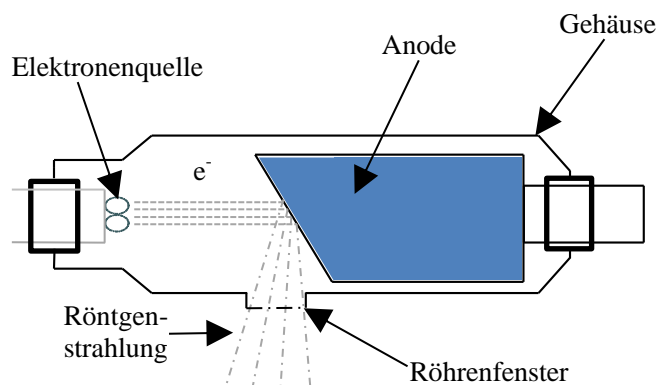


Abbildung 2: Prinzipieller Aufbau einer Röntgenröhre

Die Röntgenstrahlung tritt durch ein Fenster aus der Röhre aus. Dieses Fenster ist in aller Regel aus Beryllium. Es besitzt die zweitniedrigste Ordnungszahl aller Metalle, hat eine hohe Tempera-



turbeständigkeit und kann aufgrund der mechanischen Eigenschaften zu dünnen Folien verarbeitet werden, womit eine geringe Absorption bei gleichzeitig hoher Beständigkeit gegen den Luftdruck sichergestellt werden kann. Die Anode ist gegenüber dem Elektronenstrahl gekippt ausgeführt, damit ein möglichst großer Teil der erzeugten Strahlung durch das Fenster gelangt. Durch diese Schrägaufsicht kommt es auch zu einer geometrischen Verkleinerung des Brennflecks.

Das Spektrum der Röntgenstrahlung setzt sich prinzipiell aus zwei Anteilen zusammen. Der erste Teil entsteht durch den Abbremsvorgang der Elektronen im Anodenmaterial und wird als „Bremsstrahlung“ bezeichnet. Das Spektrum dieses Anteils ist kontinuierlich und die maximale Energie des Spektrums wird durch die Beschleunigungsspannung  $U_{\text{acc}}$  bestimmt. Hierbei wird die gesamte kinetische Energie der Elektronen in Photonen umgewandelt:

$$E_{\text{kin}} = \frac{h c}{\lambda} = E_{\text{Photon}} = e U_{\text{acc}} \quad (2-2)$$

Hieraus ergibt sich die minimale Wellenlänge des Bremsspektrums zu  $\lambda_{\text{min}} = (h c)/(e U_{\text{acc}})$ . Die spektrale Verteilung der Intensität kann zum Beispiel mit Hilfe der semiempirischen sogenannten Kramerschen Regel angenähert werden [23]:

$$I(\lambda) = k I_{\text{Anode}} Z_{\text{Anode}} \left( \frac{\lambda}{\lambda_{\text{min}}} - 1 \right) \frac{1}{\lambda^2} \quad (2-3)$$

mit der Kramerschen Konstante  $k$ , dem Anodenstrom  $I_{\text{Anode}}$  und der Ordnungszahl des Anodenmaterials  $Z_{\text{Anode}}$ . Die Kramersche Regel berücksichtigt jedoch nur die Erzeugung von Röntgenstrahlung durch Elektronen im Anodenmaterial und nicht eventuelle Absorption der Röntgenstrahlung durch das Anodenmaterial selbst oder etwa durch das Röhrenfenster. Aus diesem Grund existieren noch weitere Formeln, wie etwa die von Storm, bei der die Dicke des Anodenmaterials unter Berücksichtigung der Rückstreuung in die Berechnung des Spektrums einbezogen wird [24]. Die Simulation der Röhrenspektren ermöglicht die technische Optimierung der Röhre hin zu maximaler Röntgenstrahlungsausbeute [25; 26].

Der zweite Anteil des Spektrums einer Röntgenröhre ergibt sich durch die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Material der Anode. Das ist die Fluoreszenzstrahlung des Anodenmaterials, welche im Spektrum zu deutlich sichtbaren sogenannten „charakteristischen Linien“ führt. Die Position dieser Linien im Spektrum hängt davon ab, auf welchem Energieniveau sich die Elektronen des Anodenmaterials befinden, mit denen die einfallenden Elektronen in Wechselwirkung treten. Diese Linien werden je nach ihren Übergängen unterschiedlich benannt: Wird etwa ein Elektron aus der K-Schale herausgeschlagen und fällt dann ein Elektron aus der  $L_3$ -Schale in die

Valenzstelle, wird die abgegebene Strahlung als  $K_{\alpha 1}$ -Strahlung bezeichnet, wohingegen ein Übergang von der  $M_3$ - auf die K-Schale als  $K_{\beta 1}$ -Strahlung bezeichnet wird. Abbildung 3 oben zeigt diesen Ablauf noch einmal schematisch. Da die Linsen in dieser Arbeit an einer Röntgenröhre getestet werden sollen, zeigt Abbildung 3 unten ein simuliertes Röhrenspektrum für ein Kupfer-Target für drei unterschiedliche Beschleunigungsspannungen  $U_{acc}$ . Die charakteristischen Linien der  $K_{\alpha 1,2}$  und  $K_{\beta 1}$ -Übergänge sind hervorgehoben.

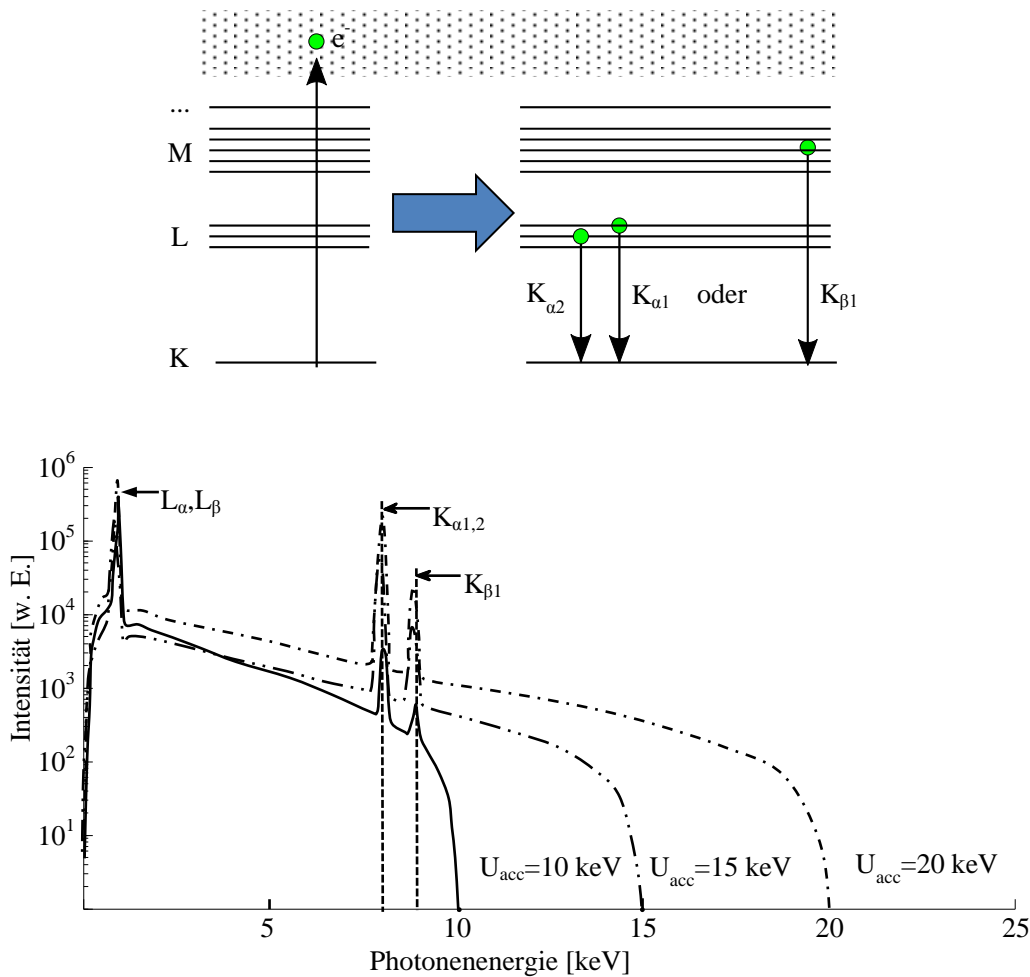


Abbildung 3: Prinzipielles Energieniveaudiagramm an einer Röhre mit eingezeichneten möglichen Übergängen (oben) und unten simuliertes Spektrum einer Röntgenröhre mit Kupfer-Target mit Bremspektrum und  $K_{\alpha 1,2}$ -,  $K_{\beta 1}$  und  $L_{\alpha}$ ,  $L_{\beta}$ -Linien (erstellt mit NIST – DTSA II [27])

Prinzipiell ist die Intensität der Röntgenstrahlung von der eingestellten Spannung und dem Strom abhängig. Diese können jedoch nicht beliebig erhöht werden, da die Anoden bei hohen Spannungen und Strömen einer starken Wärmebelastung ausgesetzt sind. Um die Ausbeute weiter zu erhöhen, werden die Röhren gekühlt oder unter dem thermischen Brennfleck durchrotiert. Letzteres bezeichnet man als Drehanoden. Eine neuere Weiterentwicklung sind die sogenannten Me-

tall-Jet-Röhren, bei denen das Anodenmaterial kein Festkörper mehr ist, sondern zum Beispiel ein flüssiger Gallium-Strahl von einigen Mikrometern Durchmesser (siehe u.a. [28]). Dieser verdampft beim Auftreffen der beschleunigten Elektronen und kondensiert anschließend wieder an den Wänden der Röhre.

Neben diesen Bauformen existieren noch andere Aufbauvarianten, die etwa den Zweck haben, sehr kleine Brennflecke ( $<50\ \mu\text{m}$ ) zu erzeugen. Dieser Bautyp wird als Mikrofokusröhre bezeichnet.

### 2.1.2 Synchrotronstrahlungsquellen

Synchrotronstrahlung wurde zunächst als ein „unerwünschtes“ Nebenprodukt von Beschleunigern gesehen. Sie entsteht wenn relativistische Ladungsträger beschleunigt werden. 1964 konnte am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) mit 6 GeV erstmals auch harte Röntgenstrahlung (bis 120 keV) detektiert werden [8].

Das Prinzip hinter der Entstehung von Synchrotronstrahlung beruht auf der Dipolstrahlung (siehe Abbildung 4 links mit Richtung der Beschleunigungskomponente  $a$ ): Ein beschleunigter Ladungsträger strahlt senkrecht zu seiner Beschleunigungsrichtung elektromagnetische Strahlung ab. Bei einer Synchrotronstrahlungsquelle wird ein Ladungsträger auf relativistische Geschwindigkeit gebracht und auf eine Kreisbahn gezwungen. Hierdurch erhält er eine Beschleunigungskomponente senkrecht zur seiner Bewegungsrichtung. Der Unterschied zur klassischen Dipolstrahlung besteht darin, dass die Strahlung eines relativistischen Ladungsträgers im Beobachter-Koordinatensystem in einem Konus tangential in Bewegungsrichtung mit energieabhängigen Abstrahlwinkeln im Zehntel-Millirad Bereich emittiert wird (siehe Abbildung 4 rechts mit Richtung der Beschleunigungskomponente  $a$ , sowie der Bewegungsrichtung  $v$ ). Diese Strahlung wird als Synchrotronstrahlung bezeichnet. Um eine relativistische Geschwindigkeit zu erreichen, führt man den Ladungsträger durch Magnete auf einer geschlossenen Kreisbahn. Hierdurch ist es möglich durch mehrmaliges Durchlaufen von Beschleunigerstrecken die gewünschte Geschwindigkeit zu erreichen. Die Ablenkmagnete, die den Ladungsträger auf einer geschlossenen Bahn halten, bezeichnet man als „Bending magnets“.

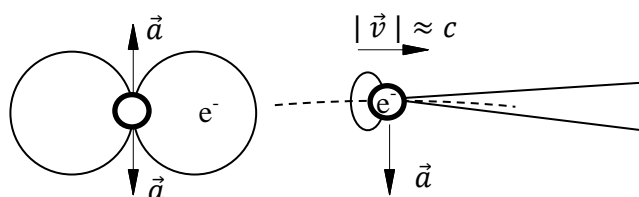


Abbildung 4: Abstrahlcharakteristik beim schwingenden nicht relativistischen Ladungsträgers (links), Abstrahlcharakteristik relativistischer Ladungsträger auf Kreisbahn (rechts)

Neben der im Ablenkmagneten erzeugten Strahlung werden bei heutigen Synchrotronquellen zusätzliche Magnetanordnungen in den geraden Abschnitten eingebracht. Diese sogenannten Insertion Devices bestehen aus Magnetanordnungen in periodischer Reihenfolge. Der Ladungsträger wird in diesem Feld periodisch von seiner Bahn abgelenkt. Die Divergenz und das Spektrum der Strahlung können durch die Form der Bahn gezielt beeinflusst werden. Je nach Amplitude der Ablenkung unterscheidet man zwei Arten von Insertion Devices: Ist die abgestrahlte Strahlung eines Ladungsträgers bei einer Ablenkung in Phase mit der Strahlung, die bei der nächsten Ablenkung abgestrahlt wird, bezeichnet man das Insertion Device als Undulator. Das Spektrum ist nicht-kontinuierlich und die Strahlung besitzt eine sehr geringe Divergenz. Sogenannte Wiggler zwingen die Ladungsträger auf eine größere Schwingungsamplitude, so dass die einzelnen Wellenzüge nicht interferieren können. Das Spektrum ist kontinuierlich und die Divergenz ist höher als beim Undulator.

Abbildung 5 zeigt schematisch die Hauptbestandteile eines Speicherrings zur Synchrotronstrahlungserzeugung am Beispiel der Synchrotronquelle Soleil in Frankreich. Freie Elektronen werden in einer Quelle (1) erzeugt und in einem Linearbeschleuniger (2) und einem sogenannten Vorbeschleuniger (Booster) (3) beschleunigt und dann in den Speicherring (4) eingeleitet. Dort werden sie durch die Ablenkmagneten (5) auf der Bahn gehalten. Im Ring selbst sind in den geraden Stücken die Insertion Devices (ID, 6) installiert. An den Strahlrohren werden Messhütten (7) positioniert, in denen die Experimente stattfinden.

Die Entdeckung, dass durch die Insertion Devices die Möglichkeit besteht Synchrotronstrahlung mit wesentlich höherer Brillanz als mit den Bending Magnets zu erzeugen, führte zur Einführung der zweiten und dritten Generation von Synchrotronquellen. Seit 2009 gibt es bereits die vierte Generation von Synchrotronquellen, die sogenannten „Freie Elektronenlaser“ (FEL).

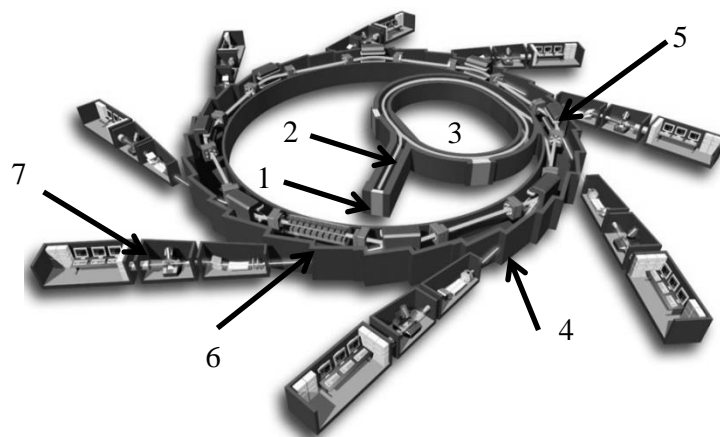


Abbildung 5: Aufbau einer Synchrotronstrahlungsquelle am Beispiel von Soleil: Elektronenquelle (1), Linearbeschleuniger (2), Booster (3), Speicherring (4), Ablenkmagneten (5), Insertion Devices (6) und Messhütten (7) [29]

## 2.2 Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie

Notwendige Kenntnisse über die physikalischen Wechselwirkungen zwischen Röntgenstrahlung und Materie werden in diesem Kapitel eingeführt. Es werden Brechung, Reflexion, Absorption und Beugung diskutiert.

### 2.2.1 Refraktion und Reflexion

Im Gegensatz zum sichtbaren Licht, bei dem der Brechungsindex der in der Optik verwendeten Materialien größer als eins ist, liegt der Brechungsindex von Materialien im Röntgenbereich bei einem Wert, der geringfügig unter eins liegt. Der komplexe Brechungsindex, der die Brechkraft mit der Absorption zusammenfasst, wird hierbei durch (2-4) beschrieben.

$$n^* = 1 - \frac{r_0}{2\pi} \lambda^2 \sum_i N_i f_i^*(\lambda) = 1 - \delta + i\beta. \quad (2-4)$$

Hierbei ist  $r_0$  der klassische Radius eines Elektrons, die Anzahl Atome vom Typ  $i$  ist  $N_i$  und der komplexe Atomformfaktor für das Element  $i$  ist  $f_i$ . Der Formfaktor beschreibt hierbei den Faktor, um den die Amplitude einer an einem einzelnen freien Elektron gestreuten Welle multipliziert werden muss, um die Gesamtamplitude der Welle nach Streuung an einem Atom zu erhalten. Er ist abhängig vom Wirkungsquerschnitt der im Material vorkommenden Atome und somit von der vorhandenen Elektronenanzahl und der Photonenenergie der einfallenden Röntgenstrahlung [30].

Hierbei werden  $\delta$  und  $\beta$  als Brechzahldekrement beziehungsweise Absorptionskoeffizient bezeichnet.

Die Brechung selbst wird mit Hilfe des Snelliusschen Gesetzes (2-5) beschrieben, das die Beziehung der Winkel zwischen dem einfallenden und dem gebrochenen Strahl zum Lot auf der Grenzfläche der Materialien angibt.

$$\sin(\alpha_2) = \frac{n_1 \sin(\alpha_1)}{1 - \delta + i\beta} \quad (2-5)$$

Unter Beachtung der oben gemachten Angaben ergibt sich hier da der Brechungsindex kleiner als eins ist der Unterschied zur Brechung im sichtbaren Bereich: Die Röntgenstrahlung wird vom Lot weg statt zum Lot hin gebrochen (siehe Abbildung 6).

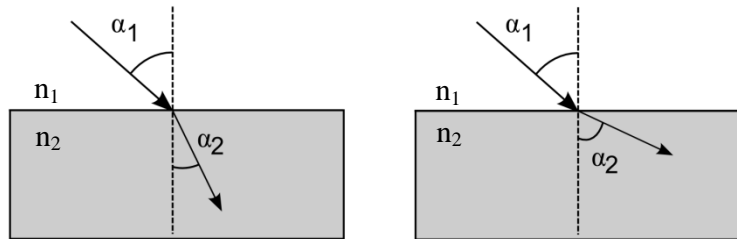


Abbildung 6: Darstellung der Brechung eines Strahles im sichtbaren Spektralbereich (links) und im Röntgenbereich (rechts)

Fällt Röntgenstrahlung unter einem kleinen Winkel (einige Milliradian) zur Oberfläche aus einem Material mit einem größeren Brechungsindex auf ein Material mit kleinerem Brechungsindex, kommt es zur sogenannten äußeren Totalreflexion. Der Winkel ist aus dem Snelliusschen Brechungsgesetz (2-5) für die Bedingung herleitbar, dass  $\alpha_2=90^\circ$  ist. Der sogenannte kritische Winkel  $\alpha_{krit}$ , gemessen zwischen Oberfläche und einfallendem Strahl, unter dem die Totalreflexion auftritt ergibt sich dann unter Vernachlässigung der Absorption zu

$$\sin(90^\circ - \alpha_{krit}) = \cos(\alpha_{krit}) = 1 - \delta. \quad (2-6)$$

Für die im Röntgenbereich typischen kleinen Winkel kann dies durch eine Reihenentwicklung angenähert werden

$$\cos(\alpha_{krit}) \approx 1 - \frac{\alpha_{krit}^2}{2} \approx 1 - \delta \Rightarrow \alpha_{krit} \approx \sqrt{2\delta}. \quad (2-7)$$

## 2.2.2 Absorption

Durchläuft Röntgenstrahlung Materie, wird sie absorbiert. Quantitativ wird die Intensitätsabschwächung durch den linearen Absorptionskoeffizienten  $\mu_{\text{lin}}$  beschrieben. Hierbei ist  $\mu_{\text{lin}}$  die reziproke Materialstärke, die notwendig ist, die Strahlungsintensität auf  $1/e$  zu reduzieren. Der lineare Absorptionskoeffizient ist das Produkt des atomaren Absorptionskoeffizienten  $\mu$  und der atomaren Dichte des Materials  $\rho$ . Der atomare Absorptionskoeffizient  $\mu$  ist hierbei definiert als das Produkt der Anzahl Atome pro Volumen und dem Wirkungsquerschnitt. Dieser gibt die Wahrscheinlichkeit an mit der ein Photon absorbiert wird. Er setzt sich aus unterschiedlichen Beiträgen von Streueffekten, die bei unterschiedlichen Photonenenergien unterschiedlich stark wirken, zusammen. Hieraus ergibt sich eine Abhängigkeit von der Photonenenergie der einfallenden Röntgenstrahlung und der Ordnungszahl der Elemente. Der Zusammenhang zum Absorptionskoeffizienten  $\beta$  in (2-4) wird über die Beziehung  $\mu_{\text{lin}} = (4 \pi \beta(\lambda))/\lambda$  hergestellt. Abbildung 7 zeigt beispielhaft die Abhängigkeit des linearen Absorptionskoeffizienten im Material für Polyimid und Nickel über der Photonenenergie.

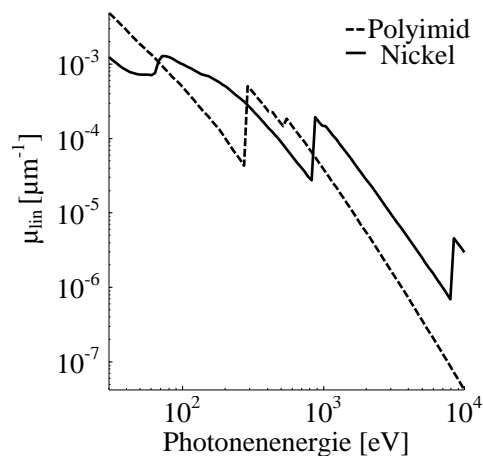


Abbildung 7: Absorptionskoeffizienten von Polyimid und Nickel über der Photonenenergie [31]

Deutlich sind die beiden Absorptionskanten von Nickel bei  $8,3 \text{ keV}$  und  $900 \text{ eV}$  sowie von Polyimid bei etwa  $300 \text{ eV}$  zu sehen. Die Absorptionseigenschaften von Materialien werden in Filtern gezielt eingesetzt, um die Bandbreite polychromatischer Strahlung einzuschränken. So kann etwa die Absorptionskante von Nickel verwendet werden, um den  $K_{\beta}$  Anteil des Spektrums einer Röntgenröhre aus einem Kupferspektrum (vgl. Abbildung 3) zu unterdrücken.

Die Absorption in Abhängigkeit von der Wellenlänge wird durch das Lambert-Beersche Gesetz (2-8) beschrieben.

$$I = I_0 e^{-\mu_{\text{in}}(\lambda) d} \quad (2-8)$$

Hier ist  $I_0$  die Intensität des Strahles vor dem Eindringen in das Material,  $d$  die Dicke des Materials und  $I$  die Intensität des Strahles nach dem Durchlaufen.

Im Anschluss an die Absorption eines Photons und der Ionisation des Atoms, treten bei Röntgenstrahlung hauptsächlich zwei Effekte auf. Zum einen die in Kapitel 2.1.1 beschriebene Fluoreszenzstrahlung und zum anderen der sogenannte Auger-Effekt. Hierbei wird die freigewordene Lücke ebenfalls durch ein Elektron einer höheren Schale wieder belegt. Die freigewordene Energiedifferenz führt jedoch nicht zur Bildung eines Photons, sondern führt zur Aussendung eines weiteren Elektrons, des sogenannten Auger-Elektrons. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess ist für leichtere Elemente höher [8].

### 2.2.3 Beugung

Die Abstände von atomaren Gitterebenen liegen im Bereich der Wellenlänge von Röntgenstrahlung. Hierdurch wirkt ein Kristall für Röntgenstrahlung wie ein Gitter für sichtbares Licht. Es kommt für bestimmte Einfallsrichtungen zur konstruktiven beziehungsweise destruktiven Interferenz. Dieses Verhalten wurde von Vater und Sohn Bragg beschrieben [3]. Abbildung 8 zeigt die Entstehung des Gangunterschiedes zwischen Teilen eines Strahles an zwei benachbarten Kristallebenen.

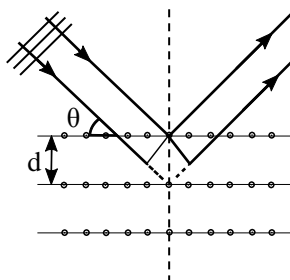


Abbildung 8: Entstehung des Gangunterschiedes: der zusätzliche Weg, den der untere Teil des Strahles nimmt, ist gestrichelt markiert

Auf die Kristallebenen trifft eine elektromagnetische Welle. Die Atome der Kristallebenen senden jeweils wieder eine Kugelwelle aus. Es kommt zur konstruktiven Interferenz zwischen zwei ausgesandten Wellen, wenn der Gangunterschied (gestrichelt gezeichnet in Abbildung 8) ein ganzzahlig Vielfaches der Wellenlänge  $\lambda$  beträgt. Das heißt, wenn die Bedingung

$$m \lambda = 2 d \sin(\theta), \text{ mit } m \in \mathbb{N} \quad (2-9)$$



erfüllt ist. Der Einfallswinkel gegenüber den Kristallebenen beziehungsweise der Kristallebenenabstand wird hierbei durch  $\theta$  beziehungsweise  $d$  bezeichnet. Diese Gesetzmäßigkeit heißt Braggsches-Gesetz und wird in der Strukturbestimmung von Kristallen verwendet.

## 2.3 Anwendungen von Röntgenstrahlung

Der klassische Anwendungsbereich für Röntgenstrahlung ist die Diagnostik. Heute ist es neben den klassischen Absorptionsaufnahmen (Radiographie) möglich, dreidimensionale Repräsentationen der geröntgten Objekte darzustellen (Computer-Tomographie – CT). Ebenso können auch Materialzusammensetzungen, die sich in ihren einzelnen Bestandteilen nur gering in der Absorption unterscheiden, in hoher Auflösung abgebildet werden (Phasenkontrast). Wie in der Biologie werden diese Verfahren auch in der Materialanalyse angewandt. Die zusätzliche Einschränkung, dass eine medizinisch zulässige Höchstdosis nicht überschritten werden darf, fällt in diesem Fall weg und ermöglicht noch schnellere und genauere Röntgenaufnahmen.

Die Entwicklung immer neuerer Hochleistungsmaterialien, die leichter und gleichzeitig fester sein sollen, erfordert hochentwickelte Fertigungsprozesse, die entsprechend überwacht werden müssen. Zum Beispiel werden in der Stahlindustrie die Struktur von Legierungen regelmäßig überprüft (z. B. [32]). Dies geschieht teilweise mit Hilfe von Diffraktometern. Die Probe wird hierbei Röntgenstrahlung ausgesetzt. Durch den in Kapitel 2.2.3 beschriebenen Beugungseffekt entstehen in Abhängigkeit der Kristallebenenabstände des Materials Beugungsmuster. Aus diesen ist es dann möglich auf die Kristallstruktur des Materials zurückzuschließen. Die heutigen Diffraktometer erlauben eine schnelle und fast vollautomatische Auswertung der Proben.

Neben der Bestimmung der Kristallstruktur ist es auch möglich, in Diffraktogrammen Spannungszustände im Material abzubilden (z. B. [4]). Dies beruht darauf, dass sich bei Spannungen, die Abstände der Kristallebenen verändern und damit zu einem veränderten Diffraktogramm führen. Hierdurch ist es möglich, zum Beispiel eine Vorzugsrichtung in Metallen, die sich etwa beim Walzen von Blechen ergibt, sichtbar zu machen.

Die Analyse von Materialien durch Röntgenstrahlung hat jedoch nicht nur im industriellen Bereich eine hohe Bedeutung. Die Strukturanalyse in der Forschung etwa von Proteinsträngen (Proteinkristallographie) ist heute eines der Hauptforschungsgebiete an Röntgenquellen, vor allem an Synchrotronquellen.

Nicht zuletzt wird Röntgenstrahlung auch in der Fertigung angewandt. Die geringen Wellenlängen und hohen Intensitäten erlauben die Fertigung hochpräziser Bauteile durch Röntgentiefenlithographie. Mittels Galvanik können Bauteile in metallener Form hergestellt werden. Das am

Institut für Mikrostrukturtechnik (IMT) entwickelte LIGA-Verfahren (Lithographie, Galvanik und Abformung) sei an dieser Stelle als Anwendungsbeispiel genannt [33].

## 2.4 Optiken für Röntgenstrahlung

Die vorhandenen Röntgenquellen haben meistens nicht die für die Anwendung idealen Strahleigenschaften wie Monochromatizität, hohen Photonenfluss oder Divergenz. Diese Eigenschaften können jedoch durch geeignete Optiken beeinflusst werden. In diesem Kapitel werden die verschiedenen Optiken für Röntgenstrahlung vorgestellt, welche die in Kapitel 2.2 beschriebenen Wechselwirkungsbeziehungen ausnutzen.

Prinzipiell können Optiken für Röntgenstrahlung entweder auf der Brechung oder Reflexion (siehe Kapitel 2.2.1) oder der Beugung (siehe Kapitel 2.2.3) basieren. Reflektierende Optiken nutzen entweder die Totalreflexion, die unter kleinen Winkeln zur Oberfläche auftritt, oder auch die Reflexion durch Bragg-Beugung an Kristallen oder künstlich erzeugten Vielschichtsystemen. Bei diesen wird an jeder Schichtebene ein Teil der einfallenden Welle reflektiert und die reflektierten Wellenzüge interferieren [34; 35]. Beugungsoptiken sind Strukturen, die gezielt einen Gangunterschied in einzelnen Bereichen der von der Quelle emittierten Röntgenstrahlung erzeugen. Durch diesen Effekt kann Röntgenstrahlung fokussiert werden [5]. Die in dieser Arbeit erstellten Optiken beruhen auf Refraktion, weshalb auf diese Optiken nun näher eingegangen werden soll.

Refraktive Röntgenoptiken unterscheiden sich gegenüber denen für sichtbares Licht, zuerst durch ihre äußere Form. Aufgrund der Tatsache, dass der Brechungsindex aller Materialien im Bereich der Röntgenstrahlung kleiner als eins ist (siehe Kapitel 2.2.1) ergibt sich, dass die Form einer Sammellinse konkav ist. Abbildung 9 zeigt im Vergleich das Brechungsverhalten an einem Linsenelement für sichtbares Licht (links) und Röntgenstrahlung (rechts).

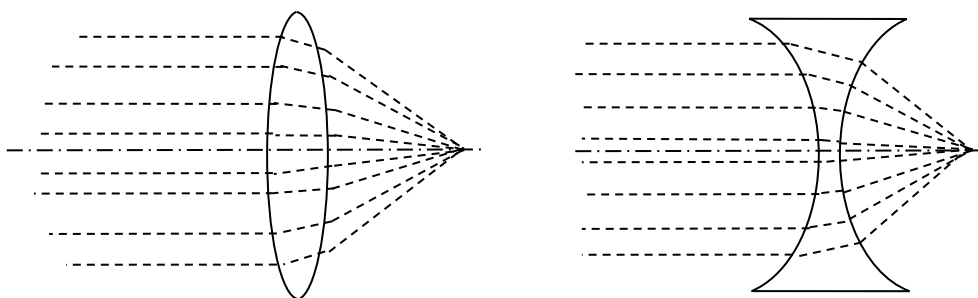


Abbildung 9: Brechungsverhalten an einer refraktiven Sammellinse für sichtbares Licht mit einem Brechungsindex größer als eins (links) und für Röntgenstrahlung mit einem Brechungsindex kleiner als eins (rechts)

Die Brennweite eines solchen Elementes wird mit (2-10) bestimmt.

$$f = \frac{R}{2 \delta} \quad (2-10)$$

Hierbei ist  $R$  der Krümmungsradius der brechenden Oberfläche im Schnittpunkt mit der optischen Achse und  $\delta$  das Brechzahldekrement. Da der Brechungsindex jedoch nur wenig kleiner als eins ist, müssen viele Linsenelemente hintereinander angeordnet werden, um kurze Brennweiten zu erzielen. Bei mehreren Linsenelementen verkürzt sich die Brennweite dann um den Faktor  $1/N$ , wobei  $N$  die Anzahl der Linsenelemente ist.

Abbildung 10 zeigt eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme (REM) refraktiver Linsen aus mehreren Elementen. Gefertigt wurde diese Linse mit Hilfe des LIGA Verfahrens [33]. Die Elemente selbst bestehen aus einem Photopolymer oder nach einer galvanischen Abscheidung aus einem Metall, wie etwa Nickel. Es ist ebenso möglich die Linsen durch mechanische Zerspannung von Aluminium oder Beryllium (u. a. [36]), Abformung (u. a. [37]) oder durch einen Ätzprozess aus Silizium (u. a. [38]) herzustellen.

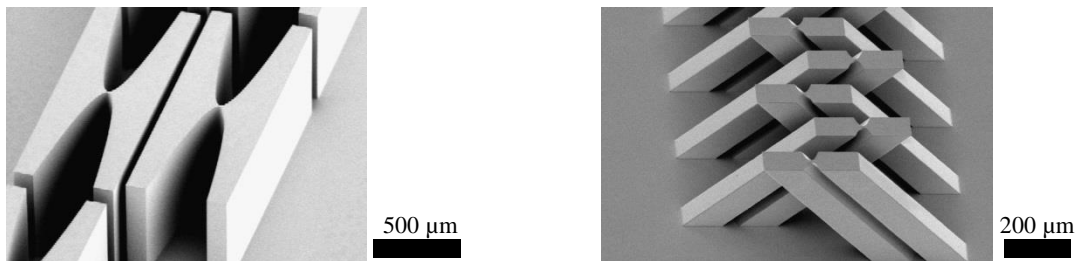


Abbildung 10: Refraktive Röntgenlinse aus mehreren Linsenelementen für einen Linienfokus (links) [18] und einen Punktfokus (rechts) [39]

Die Linse links in Abbildung 10 erzeugt in dieser Anordnung einen Linienfokus. Um einen Punktfokus zu erzeugen, werden die Linsenelemente gegeneinander um  $90^\circ$  um die optische Achse verkippt (Abbildung 10 rechts). Dadurch wird der Strahl abwechselnd in zueinander senkrechten Ebenen fokussiert.

Die Apertur dieser Linsen ist durch zwei Punkte beschränkt: Erstens bewirkt der lange optische Weg durch die äußeren Bereiche der Linse eine starke Absorption von Strahlen, die in den Außenbereich der Linse eindringen. Die praktikable Apertur der Linsen wird dadurch auf wenige  $100 \mu\text{m}$  reduziert. Um die Apertur der Linsen dennoch zu vergrößern, bedient man sich des Fresnel-Prinzips. Abbildung 11 zeigt links die prinzipielle Vorgehensweise zur Erzeugung der Linse nach diesem Prinzip: Das Material zwischen den brechenden Oberflächen (grauer Bereich) wird entfernt und die übrigbleibenden Oberflächenabschnitte zur Hauptebene der einzelnen Linsenelemente zusammengeschoben.

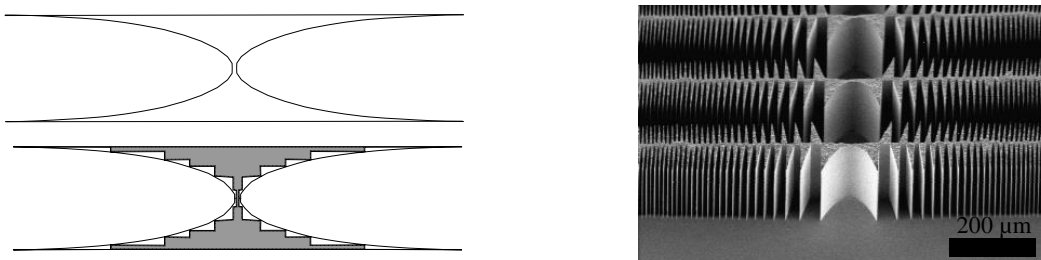


Abbildung 11: Erzeugung einer Kinoformlinse (links) und REM-Aufnahme einer Kinoform-Linse mit reduzierter Absorption (rechts) [40]

Rechts in Abbildung 11 ist eine REM-Aufnahme einer solchen Linse zu sehen. Die Linsen werden als Kinoform-Linsen bezeichnet [41]. Durch den Aufbau der Linse reduziert sich die Absorption in den Randbereichen wesentlich.

Aber auch diese Form von Linsen ist in ihrer Apertur beschränkt. Die äußeren Bereiche erfordern sehr dünne und gleichzeitig hohe Strukturen, die mechanisch nicht mehr stabil sind. Um die Apertur der Linsen weiter zu vergrößern, ersetzt man diese Strukturen durch mechanisch stabilere Strukturen. Im konkreten Fall werden die refraktiven Elemente der Kinoform-Linse durch eine geeignete Anzahl Säulen mit dem einem dreieckigen Querschnitt ersetzt (Abbildung 12 links). Diese erzeugten Linsen bezeichnet man als Mosaik-Linsen (Abbildung 12 rechts). Der lithographische Herstellungsprozess der Linsen beinhaltet einen Entwicklungsschritt mit einem flüssigen Entwickler. Beim anschließenden Trocknen sammelt sich die Entwicklerflüssigkeit zwischen den Säulenstrukturen und bewirkt beim Verdampfen eine Verformung der Strukturen durch Kapillarkräfte. Die gleichseitigen Dreiecke haben den Vorteil, dass sie im lithographischen Herstellungsprozess relativ symmetrisch durch diese Kapillarkräfte belastet werden und größere Aperturen erlauben. Die so erzeugten Optiken besitzen keine Abbildungseigenschaften und werden als Beleuchtungsoptiken verwendet.

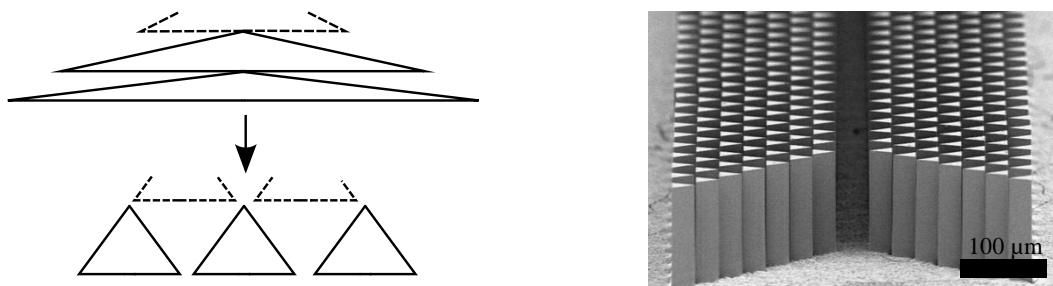


Abbildung 12: Erzeugung einer Mosaiklinse - die einzelnen brechenden Elemente in einer Kinoformlinse werden durch eine Reihe gleichseitiger Dreieckssäulen ersetzt, die die gleiche Brechkraft besitzen (links) und REM-Aufnahme eines Ausschnittes einer Mosaik-Linse (rechts)

Eine solche Linse bezeichnet man als Mosaik-Linse beziehungsweise bei symmetrischen Aufbau als Clessidra-Linse<sup>1</sup> [16]. Auch mit diesen Linsen ist es möglich, einen Punktfokus zu erzeugen, indem man einen zweiten Satz Linsen, der um die optische Achse um 90° zum ersten Satz gedreht ist, zur Linse hinzufügt.

Eine weitere Steigerung der Apertur dieser Linsen ist noch durch die Abstützung der Säulen mit Hilfe von zusätzlichen Stützstrukturen oder durch Aufbringen eines Deckels auf die Säulen möglich [18]. Weiterhin ist es möglich die durch das Verdampfen des Entwicklers entstehenden Kapillarkräfte zu vermeiden, indem der Entwickler durch Gefriertrocknung direkt in den gasförmigen Aggregatzustand überführt wird [42].

---

<sup>1</sup> Aus dem griechisch κλεψύδρα = „Wasseruhr“



### 3 Gerollte Röntgenlinsen

Röntgenröhren in industriellen Anwendungen erzeugen vergleichsweise niedrige Photonenflüsse und die Strahlung hat eine hohe Divergenz. Da jedoch die Erzeugung von Diffraktogrammen in industriellen Anwendungen nur wenig Zeit in Anspruch nehmen darf, benötigt man während eines Messvorganges an der Probe hohe Intensitäten. Die Kosten der am Markt vorhandenen Röntgenoptiken bewegen sich bei einigen tausend Euro und sind somit je nach zu testendem Produkt zu kostenintensiv. Die sogenannten Rolllinsen (engl. Rolled X-ray Prism Lenses – RXPL) [17], die von M. Simon am Institut für Mikrostrukturtechnik [18] entwickelt wurden, bieten eine günstige Alternative, die theoretisch das Potential hat, hohe Intensitäten im Fokuspunkt zu erzeugen. Die Linsen bestehen aus einer etwa 3  $\mu\text{m}$  starken Folie, mit Rippen, die einen dreieckförmigen Querschnitt besitzen. Diese Folie wird nach einem Zuschnitt um eine 125  $\mu\text{m}$  Glasfaser gewickelt und bildet eine brechende Linse für Röntgenstrahlung. Die Fabrikation ist vergleichsweise günstig und die Linsen können große Aperturen haben.

Die für die Rolllinsen benötigten strukturierten Folien konnten jedoch mit dem angewendeten Fabrikationsverfahren nicht zerstörungsfrei in größeren Abmaßen hergestellt werden. Des Weiteren erwies sich die Herstellmethode der Linsen als zwar prinzipiell geeignet, jedoch wies sie eine vergleichsweise hohe Ausschussrate auf und die Linsen hatten eine nicht zufriedenstellende optische Qualität. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Fertigungsmethode der Folien optimiert, ein neuer Fabrikationsprozess für die Linsen entwickelt sowie die Leistungsfähigkeit der neuen Linsen durch Simulationen und Experimente nachgewiesen.

In diesem Kapitel werden zunächst die Funktionsweise und der Aufbau der Optik vorgestellt. Anschließend werden die im Rahmen der Arbeit entwickelte alternative Berechnungsmethode, die optimierte Produktion des Rohmaterials (siehe Kapitel 3.2.1) und das neu entwickelte Herstellungsverfahren der eigentlichen Linse (siehe Kapitel 3.2.2) beschrieben.

#### 3.1 Funktionsprinzip und Auslegung der Linsen

Das Prinzip der Rolllinsen beruht auf dem in Kapitel 2.4 erläuterten Mosaik-Linsenaufbau. Die Linse besteht jedoch nicht wie die Mosaiklinsen aus einzelnen dreieckigen Säulen, sondern aus einer mit Rippen versehenen Folie, welche ein im Querschnitt dreieckiges Profil besitzen. Die strukturierte Folie wird für die Fertigung zugeschnitten und um einen Kern gewickelt. Abbildung 13 zeigt links ein Prinzipschnittbild einer Rolllinse. Ersichtlich ist, wie bei passendem Zuschnitt die Anzahl an Prismen mit wachsendem Abstand von der optischen Achse linear ansteigt.

Die Apertur der Linse wird theoretisch nur durch die herstellbare Länge der strukturierten Folie und die Absorption beim Durchgang durch die Prismen begrenzt.

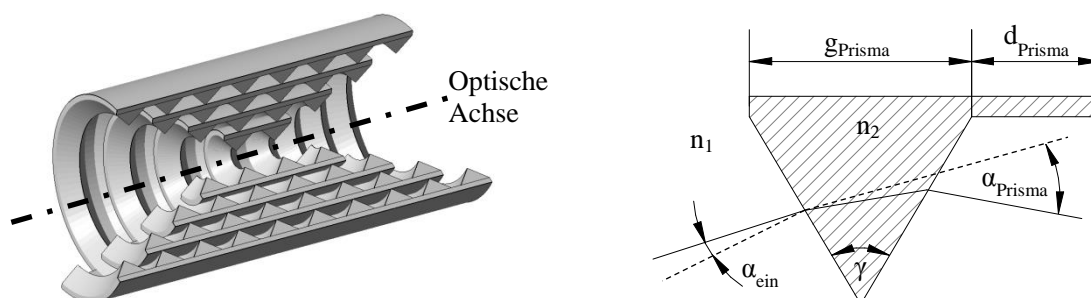


Abbildung 13: Prinzipschnittbild einer Rolllinse (links) und geometrische Bedingung bei der Brechung an einem einzelnen Prismenelement (rechts)

Um für jeden Abstand zur optischen Achse die notwendige Prismenanzahl zu bestimmen, gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten. Die erste ist die näherungsweise Berechnung, die zweite beruht auf einem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Strahlverfolgungsprogrammes. Zunächst wird die näherungsweise Berechnung vorgestellt.

Die Näherung beruht darauf, dass angenommen wird, dass ein Prisma den Strahl kreisförmig auf einer Bogenlänge von  $b_{\text{Prisma}}$  ablenkt. Dies kann damit begründet werden, dass die Ablenkung jedes Prismas sehr gering ist und aus den geometrischen Randbedingungen somit eine Polygonbahn angenähert werden kann, die im Grenzfall kleiner Prismen einer Kreisbahn entspricht.

$$b_{\text{Prisma}} = r_{\text{Prisma}} \alpha_{\text{Prisma}} \Rightarrow r_{\text{Prisma}} \approx \frac{b_{\text{Prisma}}}{\alpha_{\text{Prisma}}} = \frac{g_{\text{Prisma}} + d_{\text{Prisma}}}{\alpha_{\text{Prisma}}} \quad (3-1)$$

Mit (3-1) folgt der Radius der Ablenkbahn  $r_{\text{Prisma}}$ . Wobei  $\alpha_{\text{Prisma}}$  der Ablenkwinkel eines Prismas und somit auch der Winkel ist, der näherungsweise auf der Bogenlänge  $b_{\text{Prisma}}$  vom Strahl überstrichen wird. Die Prismengrundseitenlänge ist  $g_{\text{Prisma}}$  und der Abstand der einzelnen Prismen zueinander  $d_{\text{Prisma}}$ . Abbildung 14 verdeutlicht noch einmal die verwendeten geometrischen Größen, wobei die realen Prismen in geraden nicht gekrümmten Reihen stehen.



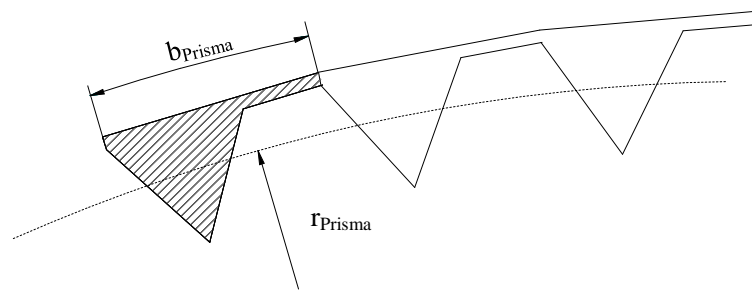


Abbildung 14: Prinzipielle Berechnung des notwendigen Ablenkwinkels

Die Brechung an einem dreieckigen Element lässt sich anhand des Snelliusschen Brechungsgesetzes analog zu den Mosaik-Linsen herleiten: Der sich ergebende Ablenkwinkel kann mit Hilfe des Spitzenwinkels  $\gamma$ , der Brechzahl des Materials  $n_2$  sowie der Brechzahl des umgebenden Mediums  $n_1$  bestimmt werden [18]. Hierbei bezeichnet  $\alpha_{\text{ein}}$  den Auftreffwinkel auf die erste Prismenseite (siehe Abbildung 13 rechts).

$$\alpha_{\text{Prisma}} = \gamma - \alpha_{\text{ein}} - \sin^{-1} \left( \frac{n_2}{n_1} \sin \left( \gamma - \sin^{-1} \left( \frac{\sin(\alpha_{\text{ein}}) n_1}{n_2} \right) \right) \right) \quad (3-2)$$

Mit Hilfe des berechneten Radius ist es nun möglich, die Länge der Kreisbahn über geometrische Bedingungen herzuleiten. Abbildung 15 verdeutlicht die Herleitung. Es wird ein einzelner Strahl betrachtet, der sich von der Quelle aus auf einer Geraden  $\overline{PA}$  bewegt. Er trifft die Prismenlage in einem gewissen Abstand von der optischen Achse im Punkt  $A$ . Innerhalb der Prismenreihe bewegt er sich auf der weiter oben erwähnten Kreisbahn und verlässt die Optik im Punkt  $H$ , sobald er die Steigung hat, die notwendig ist, um im gewünschten Arbeitspunkt  $N$  auf der optischen Achse aufzutreffen. Um die Bahn vollständig zu bestimmen, müssen zunächst die tangentialen Berührungspunkte ( $A$  und  $H$ ) der Kreisbahn mit den beiden Geraden  $\overline{PA}$  und  $\overline{HN}$  außerhalb der Optik bestimmt werden.

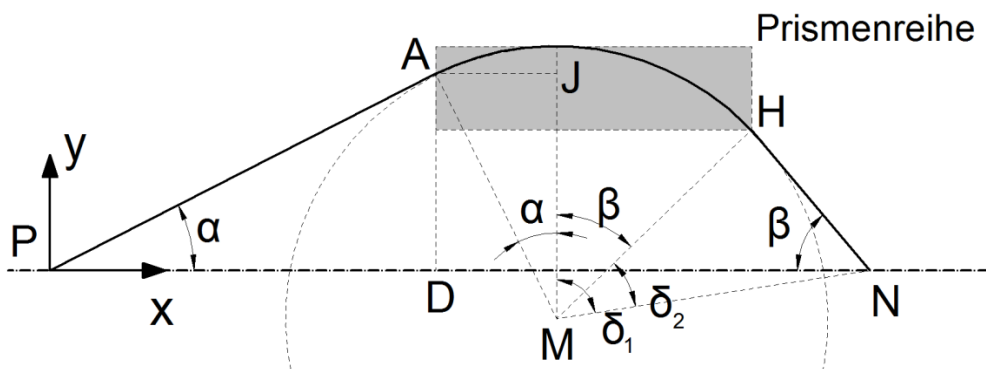


Abbildung 15: Geometrische Beziehungen zur Berechnung der notwendigen Ablenkbahn eines Strahles

Hierzu wird angenommen, dass der erste Berührungspunkt  $A$  durch die radiale Position des Auftreffpunktes  $\overline{AD}$  und dem gewünschten Quellabstand  $\overline{PD}$  festgelegt ist. Der Radius der Kreisbahn  $\overline{AM}$  beziehungsweise  $\overline{HM}$  ist durch (3-1) gegeben. Mit Hilfe der trigonometrischen Beziehungen und dem Wechselwinkelsatz ist es dann möglich, zunächst die Position des Mittelpunktes  $M$  der Kreisbahn und mit dem gewünschten Arbeitsabstand  $\overline{DN}$  anschließend die Position des tangentialen Berührungspunktes  $H$  zu bestimmen. Im Koordinatensystem in Abbildung 15 ergeben sich die Koordinaten des Berührungspunktes  $H$  zu (3-3).

$$\begin{aligned}x_H &= \overline{PD} + \overline{AJ} + r \sin(\delta_1 - \delta_2) \\y_H &= \overline{MJ} + r \cos(\delta_1 - \delta_2)\end{aligned}\tag{3-3}$$

Somit sind die tangentialen Berührungspunkte der Kreisbahn bekannt. Aus diesen und dem gesamten überstrichenen Winkel  $\alpha + \beta$  ergibt sich dann die notwendige Länge des Bogenelements  $\widehat{AH}$ . Mit der Länge der Grundseite einer Dreiecksrippe  $g_{\text{Prisma}}$  und dem Abstand zwischen zwei Dreiecksrippen  $d_{\text{Prisma}}$  (siehe Abbildung 13 rechts) folgt über Gleichung (3-4) die notwendige Anzahl brechender Elemente in einer Prismenreihe.

$$N_{\text{Elemente}} = \frac{b_{\text{Kreisbahn}}}{(g_{\text{Prisma}} + b_{\text{Prisma}})}\tag{3-4}$$

Die zweite Berechnungsmethode beruht darauf, dass in dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Strahlverfolgungsprogramm zunächst die gewünschten Randbedingungen, wie Quellabstand, Fokusabstand, Photonenenergie sowie gewünschte Linsenparameter, wie Material und gewünschte Apertur spezifiziert werden. Die gewünschte Apertur wird dann zunächst anhand der Folienparameter, wie Höhe der Dreiecke und Stärke der Trägerfolie in „Lagenbereiche“ unterteilt. Anhand dieser Parameter verlängert das Programm für einen vorgegebenen Auftreffpunkt  $A$  die jeweilige Prismenreihe so lange um ein zusätzliches Prisma, bis der Strahl die optische Achse im gewünschten Punkt  $N$  trifft. Diese Berechnung wird für viele Abstände von der optischen Achse bis zur gewünschten Apertur wiederholt. Die Berechnungsmethode ist wesentlich zeitaufwändiger, bietet aber Zusatzinformationen: So kann zum Beispiel beim Entwurf bereits die zu erwartende Transmission abgeschätzt werden und auch andere Effekte wie zum Beispiel die sogenannte Abschattung (siehe Kapitel 4.1) bereits im Entwurf berücksichtigt werden.

Da die Struktur durch Wickeln hergestellt wird, ist es nach der Herleitung der notwendigen Anzahl brechender Elemente in einem Abstand von der optischen Achse notwendig, die Form der nicht-aufgerollten Struktur zu bestimmen. Hierzu verwendet man die Formel für die Archimedische Spirale (3-5).

$$r(\varphi) = \frac{a}{2} \left[ \varphi \sqrt{1 + \varphi^2} + \ln \left( \varphi + \sqrt{1 + \varphi^2} \right) \right] \quad (3-5)$$

Daraus ergibt sich der Radius  $r$  einer Spirale in Abhängigkeit des Drehwinkels  $\varphi$  und des Lagenabstandes  $a$  welcher sich aus der Höhe der Prismen und der Stärke der Trägerfolie bestimmt (siehe Abbildung 16 links). Hieraus resultiert zusammen mit der lokalen Prismenreihenlänge die Form der abgewickelten Kontur der strukturierten Folie. Die Kontur der Folie ist nicht geschlossen darstellbar. Abbildung 16 rechts zeigt beispielhaft eine Folienkontur für eine Linse mit 1 m Quellabstand und 100 mm Arbeitsabstand bei einer Photonenenergie von 8,04 keV. Die näherungsweise parabelförmige Form ist an der Schmalseite abgeschnitten, um die Länge der Folie zu kompensieren, die anstelle des Wickelkerns vorhanden wäre.

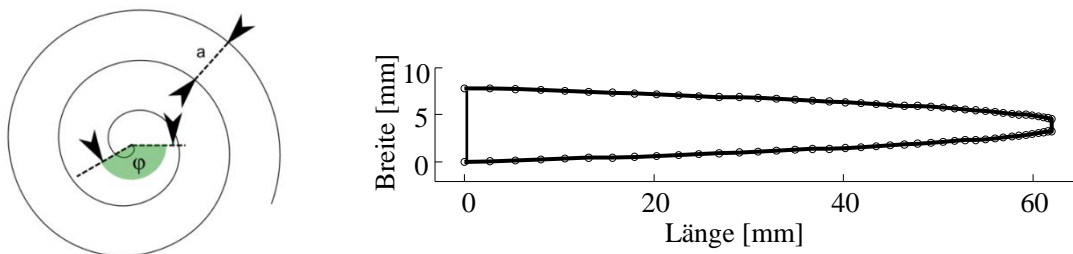


Abbildung 16: Archimedische Spirale mit Kennzeichnung der geometrischen Größen (links) und resultierende Form der abgewickelten strukturierten Folie (rechts)

Die in Abbildung 16 rechts gezeigte Kontur dient der Fokussierung auf einen möglichst kleinen Fleck. Es gibt jedoch auch die Möglichkeit, eine Kontur so zu entwerfen, dass sie einen definierten Bereich auf der optischen Achse beleuchtet [43]. Abbildung 17 zeigt beispielhaft eine Kontur für eine Rolllinse, die eine beleuchtete Fläche von 100  $\mu\text{m}$  in einem Abstand von 100 mm hinter der Austrittsapertur der Linse bei einer Photonenenergie von 8,04 keV erzeugt.

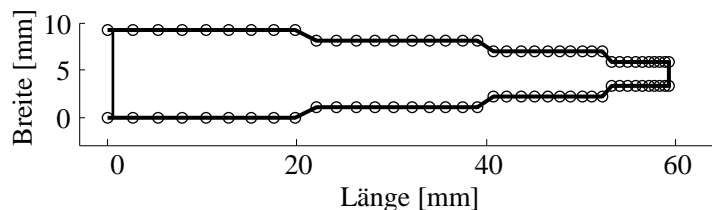


Abbildung 17: Folienkontur einer Linse zur Beleuchtung einer definierten Fläche von 100  $\mu\text{m}$  bei einem Abstand von 100 mm hinter der Linse bei einer Photonenenergie von 8,04 keV

## 3.2 Herstellungsverfahren

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der technischen Umsetzung der Herstellung von Rolllinsen. Hierzu wird der Herstellungsprozess in die überarbeitete Fabrikation der strukturierten Folie, den Schneideprozess und den neu entwickelten Wickelvorgang untergliedert.

### 3.2.1 Folienherstellung

Die Herstellung der strukturierten Folie erfolgt über einen Abformprozess. Dies hat den Vorteil, dass ein Master für mehrere Folien verwendet werden kann. Der Zeitaufwand zur Produktion einer Folie kann somit im Vergleich zu anderen seriellen Prozessen, wie etwa die Strukturierung der Folie mit Hilfe von Laserablation [44], wesentlich reduziert werden.

Der Abformmaster besteht aus einem (100)-Siliziumwafer in den V-förmige Gräben geätzt wurden. Zum Ätzen der V-förmigen Gräben muss der Siliziumwafer mit parallelen Linien maskiert werden, bevor die Gräben durch einen anisotropen Ätzschritt erzeugt werden können. Diese Maskierung erfolgt durch UV-lithographisches Umkopieren einer Chrommaske, welche die parallelen Linienstrukturen trägt. Die offene Linienbreite der Maske definiert die Breite der V-förmigen Gräben und damit die Größe der Prismen. Abbildung 18 zeigt ein schematisches Ablaufdiagramm zur Herstellung des Abformmasters.

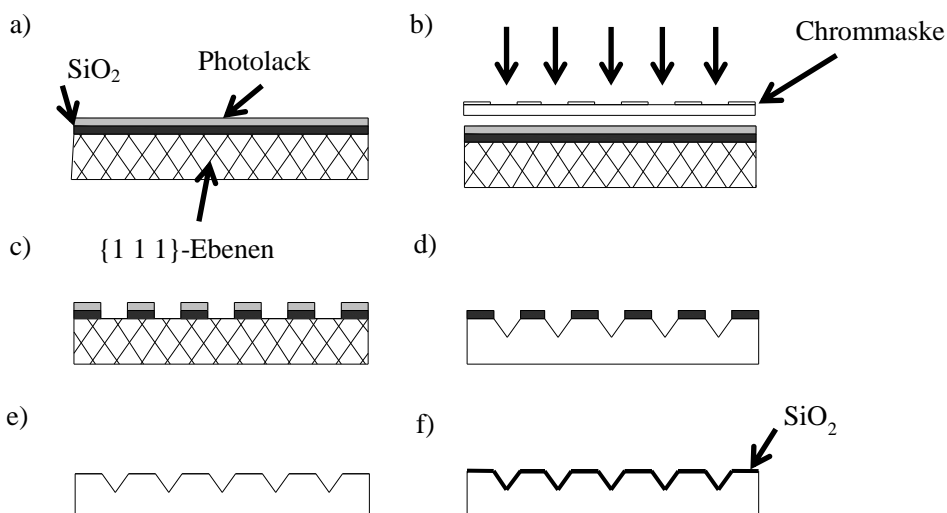


Abbildung 18: Herstellung des Si-Abformmasters für die strukturierten Folien

Die Fertigungsschritte des Abformwerkzeuges aus Silizium werden im Folgenden im Detail beschrieben.

Ein Muster aus typischerweise 10 µm breiten Streifen mit jeweils 5 µm Abstand wird gezeichnet und bei einem kommerziellen Anbieter in eine Chrommaske übertragen. Die fertige Chrommaske trägt ein Streifenmuster aus 5 µm breiten Chromstreifen getrennt durch 10 µm breite, transparente Bereiche auf einem 2 mm starken Quarzglassträger. Diese Maske wird mit einer Maskenkante parallel zur Hauptmarkierung des Wafers – „Flat“ genannt – ausgerichtet, damit das Streifenmuster möglichst parallel zu den {111}-Kristallebenen des Siliziumwafers liegt. Zur genaueren Ausrichtung wird eine Probeätzung am Rand des Wafers gemacht, die eine genaue Positionierung des Wafers unter der Maske mit Hilfe eines Maskaligners ermöglicht. Dies ist nötig, damit beim anisotropen Ätzen die V-förmigen Gräben eine möglichst glatte, stufenfreie Seitenwandoberfläche erhalten.

Als nächstes wird auf dem Wafer eine Ätzmaske auf der Oberfläche des Siliziumwafers erstellt. Um den nachfolgenden Ätzschritt durchzuführen, wird eine stabile Oxidmaske auf der Oberfläche des Siliziumwafers benötigt. Diese wird über den Zwischenschritt einer Maske aus Photolack erzeugt.

Hierzu wird auf einem oxidierten (100)-Siliziumwafer ein Photolack durch Schleuderbelacken aufgebracht (Abbildung 18 a). Dann erfolgt die Strukturierung der Lackschicht durch UV-Lithographie mit Hilfe der Chrommaske (Abbildung 18 b). Nach der Entwicklung befindet sich auf dem oxidierten Wafer die strukturierte Photolackschicht.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Abstand zwischen den V-förmigen Gräben auf unter 5 µm reduziert. Das vor dieser Arbeit angewendete Nassätzverfahren zur Erstellung der Oxidmaske konnte dann aufgrund der Strukturabmessungen nicht mehr angewendet werden. Daher wurde ein reaktives Ionenätzverfahren zur Strukturierung der Oxidschicht eingeführt. Dabei wird eine Kombination aus inerten Gasen (Argon) und einem reaktiven Gas (etwa  $\text{CF}_3^+$ -Ionen) zum Ätzen verwendet. Das inerte Gas hat eine mechanische und die reaktiven Ionen eine chemische Abtrafunktion. Dieses Verfahren ermöglicht aufgrund seiner hohen Anisotropie die Erstellung der vergleichsweise dünnen Ätzmaskenstrukturen auf dem Wafer. Das nach dem Ätzvorgang erhaltene Profil zeigt Abbildung 18 c.

Die so entstandene Siliziumdioxidätzmaske wird im nächsten Schritt verwendet, um durch anisotropes Ätzen die V-förmige Gräben im darunterliegenden Silizium zu erzeugen. Dies geschieht mit einer Kaliumhydroxid-Lösung (KOH) bei 65 °C. Die Ätzrate von KOH ist stark unterschiedlich zwischen den {111} Kristallebenen und den {100} Ebenen, wodurch ein anisotroper Abtrag entlang der {111} Ebenen möglich ist. Der Winkel der Spitze der V-förmigen Gräben ist durch die Lage der Kristallebenen vorgegeben und beträgt 70,52° (Abbildung 18 d). Im letzten Schritt der Fertigung des Abformwerkzeuges wird das übriggebliebene Siliziumdioxid der Ätzmaske entfernt. Das nach diesem Schritt erhaltene Profil zeigt Abbildung 18 e.

Des Weiteren wurde nach der Entfernung der Ätzmaske ein zusätzlicher Oxidationsschritt eingeführt. Hierbei wird der Wafer mittels thermischer Oxidation mit einer dünnen Siliziumdioxidschicht deckend überzogen (Abbildung 18 f). Die Einführung dieser zusätzlichen Schicht verhindert, dass es beim späteren Abformprozess, bei dem Gold als Trennschicht zwischen Wafer und Abformmasse verwendet wird, zur Bildung eines Eutektikums zwischen Gold und Silizium kommt [45]. Ohne Oxidschicht bildet sich ein solches Eutektikum während des Ausbackvorgangs der Abformmasse. Es verhindert das zerstörungsfreie Ablösen größerer Folienstücke vom Wafer.

Mit dem fertigen Abformwerkzeug können nun durch Schleuderbelacken strukturierte Folien gefertigt werden. Vor dem Aufbringen der Abformmasse muss wie erwähnt eine zusätzliche Goldtrennschicht auf dem Wafer aufgedampft werden. Dadurch lässt sich die Folie nach dem nötigen Backprozess besser ablösen. Als Abformmasse wird ein flüssiges Polyimidgießharz (engl. Polyimide-Precursor) verwendet. Das unter dem Namen Durimide 32<sup>®2</sup> erhältliche Produkt wird auf dem strukturierten Wafer durch Schleuderbelacken verteilt und danach unter Stickstoffatmosphäre bei 375 °C ausgebacken. Das Durimide 32<sup>®</sup> ersetzt das vor dieser Arbeit verwendete Durimide 7075<sup>®</sup>. Durimid 7075<sup>®</sup> ist fotostrukturierbar, was für den eigentlichen Abformvorgang nicht benötigt wird und im Herstellungsprozess einen zusätzlich notwendigen Belichtungsschritt bedeutete, der erst die Vernetzung des Kunstoffs initiiert. Bei Durimide 32<sup>®</sup> wird diese Vernetzung alleine durch den Backvorgang initiiert. Somit wurde der Herstellungsvorgang vereinfacht und zusätzlich besitzen die Folien aus Durimide 32<sup>®</sup> ein höheres E-Modul.

Abbildung 19 zeigt einen beschichteten, strukturierten 4-Zollwafer nach dem Backvorgang. In der Mitte sieht man den strukturierten Bereich, umgeben von einem nicht-strukturierten Bereich, um Randeffekte bei der Strukturierung zu vermeiden.

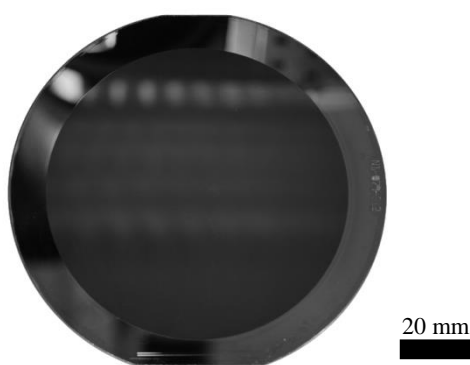


Abbildung 19: Beschichteter 4-Zollwafer nach dem Backvorgang; um den strukturierten Bereich in der Mitte ist ein nicht-strukturierter Ring am Rand zu erkennen

---

<sup>2</sup> FUJIFILM Electronic Materials (Europe) N.V.

Das Abziehen der Folie vom Wafer erfolgt mit einem Thermal-Release Tape Revalpha<sup>®</sup> der Firma Nitto Denko<sup>3</sup>. Diese Klebefolie verliert je nach Folientyp ihre Klebeeigenschaften bei einer Ablösetemperatur von 130 °C. Die Folie wird auf den beschichteten und gebackenen Wafer aufgebracht und die Polyimidfolie abgezogen. Das sich nach dem Ablösen noch auf der Folie befindliche Gold der Trennschicht wird mit Hilfe einer Kalium-Jodid-Lösung aufgelöst.

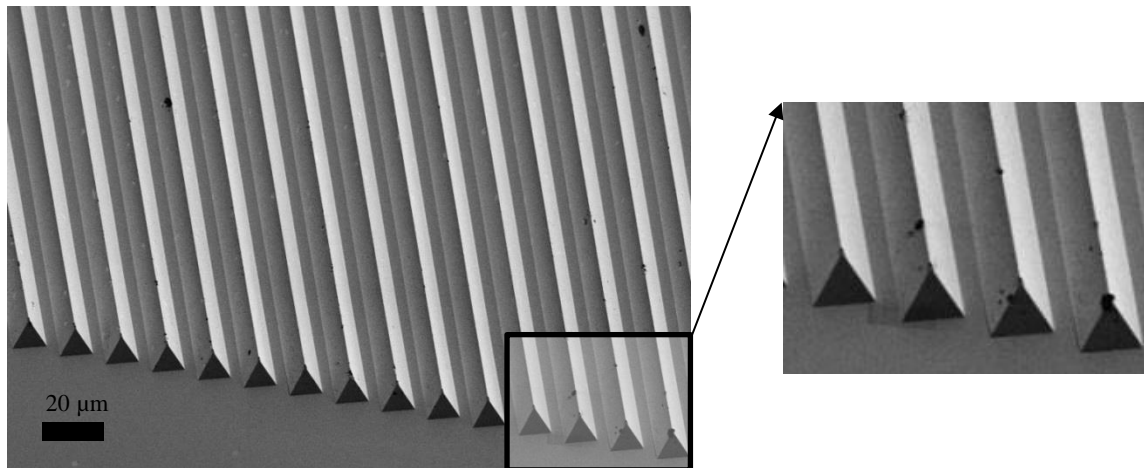


Abbildung 20: REM-Aufnahme eines strukturierten Folienschnitts; die schwarzen punktförmigen Stellen (rechter Ausschnitt) entstehen dort, wo sich die Goldtrennschicht von der Folie beim Abziehen vom Wafer gelöst hat

Abbildung 20 zeigt einen Ausschnitt einer so erstellten Folie. Auf der Folie ist noch die erwähnte Goldtrennschicht aufgebracht. Diese hat sich beim Ablösen vom Wafer an kleinen Stellen gelöst (ersichtlich an den schwarzen Flecken). Zu erkennen sind die Rippen mit dreieckförmigem Querschnitt auf der Folie.

Die Folie ist auf der Rückseite nicht völlig eben. Dies ist dem Schleuderprozess zuzuschreiben: Beim Verteilen des flüssigen Polyimidgießharzes auf der strukturierten Waferoberfläche kommt es zur Ausbildung von Vertiefungen (vgl. Abbildung 21 prinzipielle überzeichnete Darstellung). Diese Vertiefungen sind nur bedingt durch geringere Umdrehungszahlen vermeidbar, da es im anschließenden Backprozess durch das größere Materialvolumen in den V-förmigen Vertiefungen zu einem größeren Materialschwund kommt.

<sup>3</sup> Nitto Denko Corporation, Japan

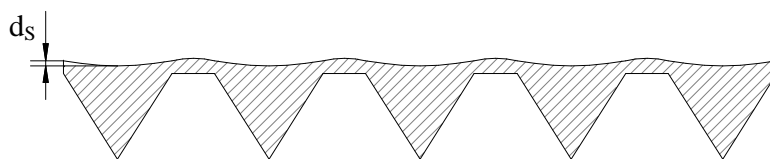


Abbildung 21: Vertiefungen auf der Folienrückseite durch den Schleuderbelackungsprozess

Die Rückseite der Folie weist Vertiefungen  $d_s$  auf, die abhängig von der Schleudergeschwindigkeit und den Abmessungen der V-förmigen Gräben, zwischen 500 nm und bis zu ca. 3  $\mu\text{m}$  tief sind. Beim Berechnen der Kontur der Folien müssen diese Vertiefungen berücksichtigt werden: Da die Spitzen der Prismen der nächstäußeren Folienlage in den Vertiefungen der darunterliegenden Folie einsinken, reduziert sich die effektive Stärke einer Folienlage. Hierdurch liegen die Folienlagen näher an der optischen Achse und die Prismenanzahl sowie die notwendige Brechkraft in dieser Höhe reduzieren sich. Dies lässt sich durch einen Korrekturfaktor für die Folienstärke korrigieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Korrektur in beide Berechnungsmethoden (vgl. Kapitel 3.1) eingearbeitet.

Nach der Herstellung der strukturierten Folie wird die Folienkontur zugeschnitten. Dies kann manuell mit einem Skalpell erfolgen, was jedoch zu einer geringen Schneidkantengüte führt. Beim Schneidevorgang liegt die Folie über einer mit der Sollform bedruckten Overheadfolie auf einem Leuchttisch unter einer Stereolupe. Die Folie wird entlang der Kontur der Sollform zugeschnitten.

In der Arbeit wurde ein maschinelles Ausschneideverfahren durch Laserablation eingeführt. Die Schnitte haben eine wesentlich höhere geometrische Güte, und die Folie wird während des Schneidevorganges mechanisch nicht belastet. Abbildung 22 links zeigt eine Mikroskopaufnahme einer Schneidkante, die durch Laserablation an der Eidgenössischen Material Prüfanstalt (EMPA) hergestellt wurde und rechts eine Schneidkante, die durch manuelles Ausschneiden hergestellt wurde. Beim manuellen Zuschnitt treten Einrisse entlang der eigentlichen Schnittkante auf. Diese entstehen dadurch, dass die Folie am Skalpell hängenbleibt und ein Stück weit einreißt.



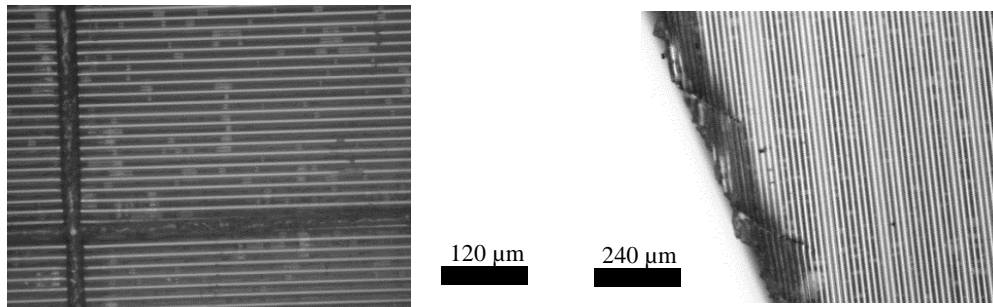


Abbildung 22: Vergleich von Schnittkanten gefertigt durch Laserablation (links) und durch manuelle Herstellung (rechts)

### 3.2.2 Wickelvorgang

Beim Wickelvorgang wird aus der strukturierten Folie die eigentliche Linsenform hergestellt. Die allerersten gerollten Prismenlinsen wurden zwischen zwei Fingern gewickelt. Die Qualität war entsprechend schlecht. Schon vor Beginn dieser Arbeit wurden daher die wenige Mikrometer starken Kunststofffolien an ihrer Schmalseite an einen Metalldraht mit etwa 50 µm Durchmesser geklebt und durch Drehen des Drahtes mit Hilfe einer Vorrichtung aufgewickelt [18]. Durch die Klebnaht am Wickelkern ließen sich dabei deutliche Abweichungen von der Sollform nicht vermeiden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine mechanische Wickelmaschine entwickelt, welche die Qualität der gerollten Optiken drastisch verbessert hat. Diese Wickelmaschine enthält ein umlaufendes Förderband, auf das die aufzuwickelnde Folie gelegt wird. Das Förderband läuft über zwei parallele Umlenkkanten in geringem Abstand zueinander, die senkrecht zur Förderbandrichtung stehen. Als Wickelkern wird ein Stück Glasfaser mit 125 µm Durchmesser auf die aufzuwickelnde Folie gelegt und zwischen den Umlenkkanten hindurch nach unten gedrückt. Dadurch entsteht eine Schlaufe (im Folgenden Wickeltasche genannt) im Förderband, in welcher der Wickelkern liegt. Dann werden die beiden Umlenkkanten zusammengeschoben und die Folie in der Wickeltasche durch Bewegen des Förderbandes um den Kern gewickelt. Zum Schluss wird das Ende der Prismenfolie mit Klebstoff fixiert und die fertige RXPL der Schlaufe entnommen. Die Maschine und die einzelnen Schritte des Wickelvorganges werden im Folgenden ausführlich dargestellt. Abbildung 23 zeigt die wesentlichen Schritte des Wickelprozesses.

Als Förderband dient eine Kapton<sup>®</sup> Folie von 7 µm Dicke. Die Umlenkkanten sind zwei abgerundete 500 µm dicke Metallstreifen. Zu Beginn des Wickelvorganges sind die beiden Umlenkkanten so positioniert, dass zwischen Ihnen ein Abstand vorhanden ist (Abbildung 23 a). Das Förderband liegt über diesem Spalt. Die strukturierte Folie wird so auf das Förderband gelegt, dass die Mittelachse des zugeschnittenen strukturierten Folienstückes möglichst auf der Mittelli-

nie des Förderbandes liegt (Abbildung 23 a beziehungsweise Abbildung 24, Draufsicht von Abbildung 23 a).

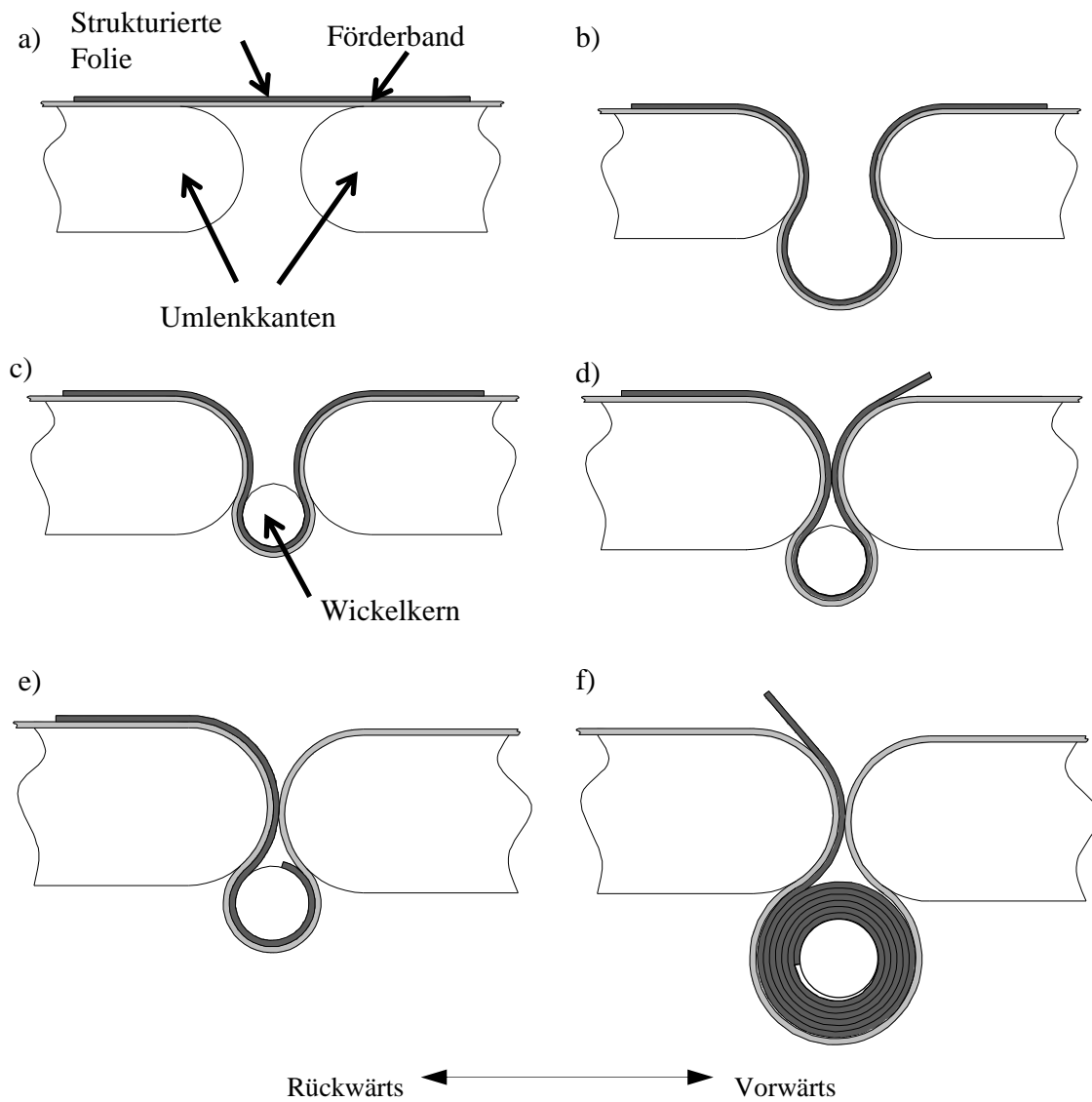


Abbildung 23: Einzelschritte des Wickelvorganges einer Rolllinse nach [46]

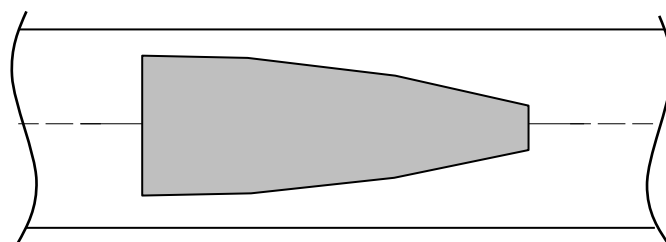


Abbildung 24: Prinzipielle Ausrichtung der zugeschnittenen strukturierten Folie auf dem Förderband in der Draufsicht

Im zweiten Schritt wird das Förderband dann mit der aufgelegten Folie zunächst in eine Schlaufe hinuntergedrückt (Abbildung 23 b) und in die entstandene Wickeltasche der Wickelkern gelegt (Abbildung 23 c). Als Wickelkern wird eine entmantelte Glasfaser mit 125 µm Durchmesser verwendet. Im dritten Schritt wird dann der Abstand der Umlenkkanten soweit verringert, dass Wickeltasche und Kern nicht mehr nach oben aus der Wickeltasche herauspringen können. Hierbei muss der Abstand so eingestellt werden, dass er der Dicke von zweimal dem Förderband und zweimal der strukturierten Foliendicke entspricht. Daraufhin wird das Förderband gestrafft, bis sich die Wickeltasche mit der strukturierten Folie eng um den Kern gelegt hat (Abbildung 23 d).

Im nächsten Schritt wird das Förderband rückwärts gefördert, bis sich die Spitze der Folie in der Wickeltasche befindet. Sobald dies geschehen ist, muss der Spalt weiter geschlossen werden, so dass nur noch eine strukturierte Folienlage durch den Schlitz passt (Abbildung 23 e). Wird nun das Förderband in Vorwärtsrichtung gefördert, wickelt sich die Folie um den Kern. Es wird solange weitergewickelt, bis sich die strukturierte Folie fast ganz um den Kern gewickelt hat und nur noch das letzte Ende aus dem Schlitz zwischen den Umlenkkanten herauschaut (Abbildung 23 f). Auf dieses Ende wird dann gleichmäßig Zweikomponentenkleber<sup>4</sup> verteilt, der anschließend durch weiteres Bewegen des Förderbandes mit der Folie ebenfalls in den Spalt transportiert wird. Dadurch wird die letzte Lage der Folie an dem erstellten Folienwickel festgeklebt. Nach dem Aushärten des Klebers kann die Linse entnommen werden, indem die Umlenkkanten wieder auseinander gefahren werden.

Die maschinelle Umsetzung dieses Verfahrens mit Detailvergrößerungen zeigt Abbildung 25. In der oberen Bildhälfte sind die beiden Umlenkkanten und das Förderband aus Kapton<sup>®</sup> zu erkennen. Die Gesamtansicht zeigt, wie das Förderband durch die Wickelmaschine läuft. Auf der rechten Seite wird es über die Antriebsrolle geführt (siehe auch Detailvergrößerung rechts unten). Auf der anderen Seite wird das Förderband über einen Arm vorgespannt. Das Förderband wird in der Nähe der Umlenkkanten zusätzlich über zwei abgerundete Stahlblechstreifen geführt. Diese dienen der Minimierung der Reibung zwischen der Oberfläche der Wickelmaschine und dem Förderband, sowie zur Entfernung von kleinen Verunreinigungen. Diese werden an den Stahlblechstreifen abgestreift. Die Verunreinigungen selbst werden aufgrund elektrostatischer Kräfte auf der Unterseite des Förderbandes angesammelt und können ein Blockieren der Vorwärtsbewegung bis hin zum Zerreißen des Förderbandes bewirken.

---

<sup>4</sup> UHU Zweikomponentenkleber „sofortfest“

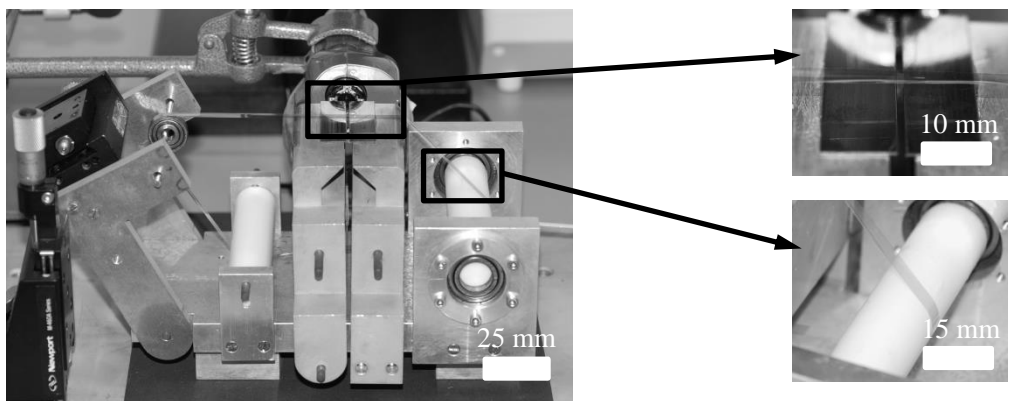


Abbildung 25: Wickelmaschine für Rolllinsen mit Detailvergrößerung der Umlenkkanten (rechts oben) und der Antriebswalze (rechts unten)

Die Höhe der Zugkraft ist durch den Spannarm einstellbar, welcher durch einen am Tisch befestigten Lineartisch in kleinen Schritten verschoben werden kann. Es ist notwendig eine Mindestspannung einzustellen, damit das Förderband während des Wickelvorganges keine ungewollte Seitwärtsbewegung ausführt. Diese wird durch geringe Abweichungen in der Positionierung der Folie auf dem Förderband ausgelöst und führt in aller Regel zur Zerstörung der strukturierten Folie während des Wickelvorganges. Die Umführung des Förderbandes über ein freilaufendes Kugellager dient zusätzlich der Zentrierung des Förderbandes während des Wickelvorganges: Das Förderband kann so eventuell auftretenden Kräften nachgeben und es wird zusätzlich der Stick-Slip-Effekt aufgehoben, der beim Übergang zwischen Haft- und Gleitreibung stattfinden würde, wenn das Förderband über einen feststehenden Zylinder geführt werden würde. Der Vortrieb des Förderbandes wird durch die Umlenkung über eine gummierte Antriebsrolle sichergestellt. Der gesamte Wickelvorgang wird unter einer Stereolupe beobachtet. Abbildung 26 zeigt eine Aufnahme einer fertig gewickelten Rolllinse für 12 m Quellabstand, 100 mm Fokusabstand bei 8,04 keV und eine nicht-aufgewickelte Folie im geschnittenen Zustand. Die schwarze Markierung auf der Folie dient der Identifikation der strukturierten Seite.



Abbildung 26: Folienzuschnitt für Rolllinse und aufgewickelte Linse

Die während des Wickelvorgangs notwendigen Kräfte sind abschätzbar. Zunächst sollen die zur Verformung beim Aufwickeln der Folie notwendigen Kräfte betrachtet werden.

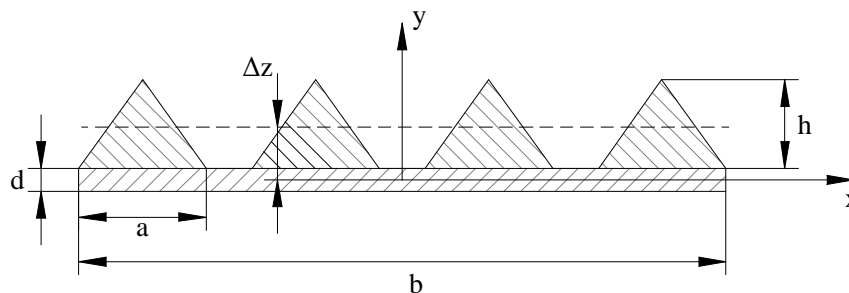


Abbildung 27: Geometrische Größen der strukturierten Folie

Die Biegesteifigkeit der strukturierten Folie ist abhängig von der Breite der Folie und ihrer Geometrie. Sie berechnet sich um die  $x$ -Achse allgemein zu  $E I_{x,ges}(b)$ , wobei  $I_{x,ges}(b)$  das Flächenträgheitsmoment der Folie mit der Breite  $b$  und  $E$  der Elastizitätsmodul des Materials ist. Die Breite der Folie wird durch die notwendige Anzahl Prismen bestimmt. Das Flächenträgheitsmoment für eine einzelne dreieckige Form einer Rippe wird hierbei mit dem Flächenträgheitsmoment für die Trägerfolie mit Hilfe des Satzes von Steiner [47] verknüpft. Hieraus ergibt sich mit der Grundseitenlänge der Dreiecke  $a$ , der Höhe der Dreiecke  $h$ , sowie der Dicke der Folie  $d$  und dem Abstand des Schwerpunktes der Folie zum Schwerpunkt der Dreiecke  $\Delta z$  (siehe Abbildung 27) die Biegesteifigkeit  $B_x$  um die  $x$ -Achse für die gesamte Folie mit  $N_{Prismen}$  zu:

$$B_x = E I_{x,ges}(b) = E \left( I_{x,Folie} + N_{Prismen} \left( I_{x,Prisma} + \Delta z^2 A_{\Delta} \right) \right) \quad (3-6)$$

wobei  $I_{x,Prisma} = \frac{a h^3}{36}$  und  $I_{x,Folie} = \frac{b d^3}{12}$  sowie  $A_{\Delta} = \frac{a h}{2}$

Abbildung 28 zeigt den Verlauf der notwendigen Biegesteifigkeit für einen Rolllinsenzuschnitt. Als Beispiel wurde eine Form verwendet, die für einen Quellabstand von 1 m bei 8,04 keV einen Arbeitsabstand von 100 mm aufweist. Als Elastizitätsmodul wurde der im Datenblatt für Durimide® 32 angegebene Wert von 3,3 GPa angenommen [48].

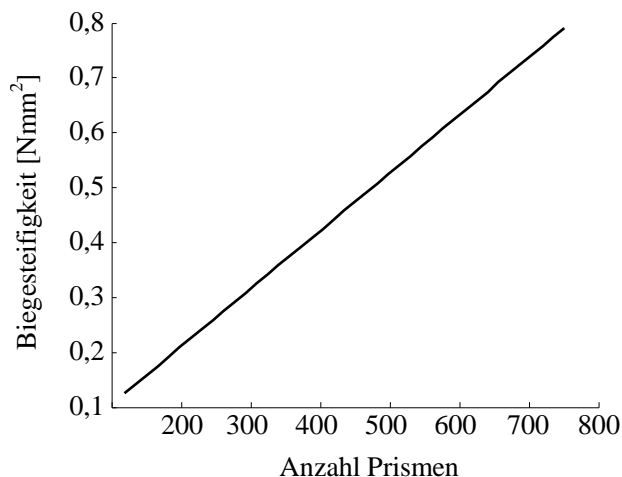


Abbildung 28: Biegesteifigkeit der Rolllinsenfolie in Abhängigkeit der Prismenanzahl auf der Folie

Mit der Biegesteifigkeit und dem vom Umdrehungswinkel  $\varphi$  abhängigen Krümmungsradius  $R$  ergibt sich mit (3-7) das notwendige Biegemoment  $M_b$ , um die Folie um den Kern zu legen.

$$M_b = \frac{E I(b)}{R(\varphi)} \tag{3-7}$$

Abbildung 29 zeigt die Abhängigkeit des notwendigen Biegemomentes für die minimale Folienbreite (119 Prismen), die maximale Folienbreite (751 Prismen) und für eine Folienbreite dazwischen in Abhängigkeit des Krümmungsradius der Folie.

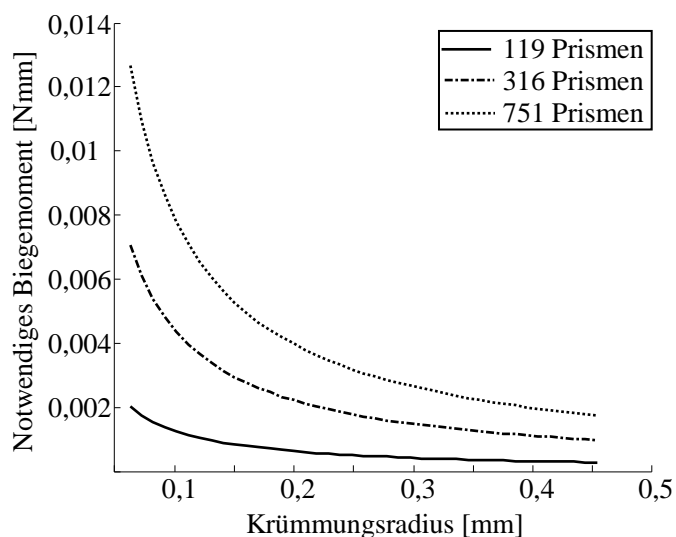


Abbildung 29: Notwendiges Biegemoment für eine Rolllinsenfolie in Abhängigkeit des Krümmungsradius für drei unterschiedliche Prismenanzahlen (und damit Folienbreiten)

Die sich ergebenden notwendigen Biegemomente sind sehr gering. Dennoch muss während des Wickelvorganges eine Mindestspannung am Förderband aufgebracht werden, um die Bewegung des Förderbandes stabil zu halten, und um die Reibung an den Umlenkanten und in der restlichen Wickelmaschine zu überwinden. Während des Wickelvorganges wirken Kräfte auf die Prismenstrukturen, die eine Formänderung der Strukturen hervorrufen können, wenn sie zu groß sind. Diese sollen im Folgenden näher untersucht werden.

Zunächst wirken Kräfte an dem Berührungspunkt zwischen der Wickeltasche und den Umlenkanten. Diese Kräfte lassen sich durch ein Kräftegleichgewicht an der Wickeltasche herleiten unter der Annahme, dass an der Förderbandfolie in beide Richtungen eine gleich große Kraft  $\vec{F}$  wirkt (siehe Abbildung 30 links). Sie ergeben sich als Funktion des Umschlingungswinkels  $\theta$  zu  $||\vec{A}|| = ||\vec{B}|| = ||\vec{F}|| / \tan(\frac{\theta}{2})$ .

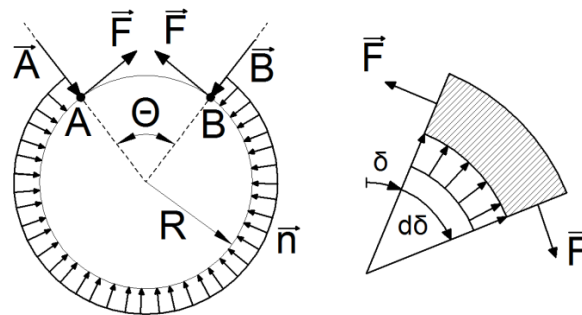


Abbildung 30: Freigemachte Wickeltasche mit den wirkenden Kräften auf die strukturierte Folie (links) und Freischnitt eines infinitesimal kleinen Folienausschnittes (rechts)

Des Weiteren existiert eine Flächenlast  $\vec{n}$ , die durch die Zugkraft  $\vec{F}$  hervorgerufen wird. Diese drückt die Folie an den Wickelkern. Sie ist durch Betrachtung eines infinitesimal kleinen Ausschnittes der Folie herleitbar (siehe Abbildung 30 rechts) und ergibt sich abhängig vom Radius  $R$  des Wickelkernes zu  $||\vec{n}|| = ||\vec{F}|| / R$ . Die durch die Kräfte  $\vec{A}$  und  $\vec{B}$  hervorgerufene Pressung an den Punkten  $A$  beziehungsweise  $B$  auf die strukturierte Folie ist wesentlich größer als die durch  $\vec{n}$  hervorgerufene und somit die kritische zu prüfende Pressung. Diese Flächenpressung sollte nicht über der Streckgrenze des Polyimids liegen, da dies eine dauerhafte mechanische Verformung zur Folge hätte. Für reines Polyimid liegt diese Streckgrenze etwa bei 69 MPa [49]. Die Flächenpressung selber lässt sich mit Hilfe der Hertzschen Theorie herleiten [50]. Die Berührungslinie entspricht derer zweier Zylinder mit dem mittleren Radius  $R_m$ , der sich aus den Radien der Umlenkanten und des Wickelkernes berechnet. Hiermit ergibt sich in Abhängigkeit der Kräfte  $\vec{A}$  und  $\vec{B}$ , der aktuellen Breite  $b$  der strukturierten Folie, dem mittleren E-Modul  $E$  sowie der Querkontraktionszahl  $\nu$ , welche das Verhältnis zwischen der relativen Dickenänderung bei einer Längenänderung beschreibt, die in (3-8) gezeigte Abhängigkeit für die Flächenpressung im Angriffspunkt der Kraft  $\vec{A}$ .

$$p_{\max,A} = \sqrt{\frac{|\vec{A}| E}{2 \pi R_m b (1 - \nu^2)}} \quad (3-8)$$

Das gemessene Drehmoment an der Antriebsrolle, um das Band fortzubewegen, liegt je nach Folienbreite zwischen  $24 \pm 4$  Nmm und maximal  $36 \pm 4$  Nmm. Auf das Förderband wirkt somit eine Zugkraft zwischen minimal 1,4 N und maximal 2,6 N. Aufgrund der Geometrie von Kern und Umlenkkanten und unter der Annahme, dass der Spalt zwischen den Umlenkkanten exakt den benötigten Abstand von zweimal der Förderbanddicke und einmal der Höhe der strukturierten Folie entspricht, ergibt sich ein Umschlingungswinkel des Wickelkerns von  $106^\circ$ . Damit liegen die Kräfte in den Punkten A und B (siehe Abbildung 30) jeweils zwischen 1,05 N und 1,95 N. Abbildung 31 zeigt mit den in Tabelle 1 für die Rechnung verwendeten Geometrie- und Materialwerten [49] die auftretenden Flächenpressungen nach (3-8) in Abhängigkeit von der Zugkraft zwischen 1 N und 5 N am Band für drei verschiedene Folienbreiten (119, 83 und 42 Prismen). Diese würden bei 8,04 keV und dem gleichem Abstand zur optischen Achse jeweils bei 100 mm, 200 mm beziehungsweise bei 350 mm einen Fokus erzeugen. Deutlich ist für die schmaler werdenden Folien die zunehmende Flächenpressung erkennbar.

Bezeichnung	Wert
Durchmesser Wickelkern	125 $\mu\text{m}$
Durchmesser Umlenkkanten	500 $\mu\text{m}$
Durchmesser Antriebsrolle	15 mm
E-Modul Polyimid	3,3 GPa
Querkontraktionszahl Polyimid	0,34
Umschlingungswinkel $2\pi-\Theta$ des Förderbandes	$106^\circ$

Tabelle 1: Verwendete Geometrie- und Materialwerte [49] zur Abschätzung der auftretenden Kräfte



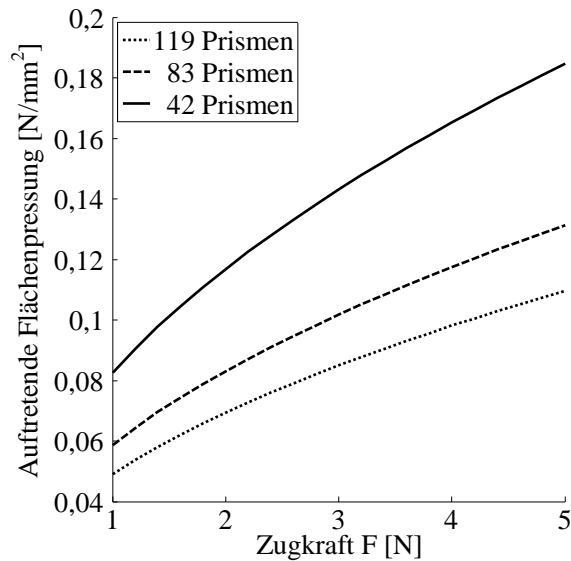


Abbildung 31: Auftretende Flächenpressung in Abhängigkeit von der Zugkraft für unterschiedliche Folienbreiten, die einen Strahl 100 mm, 200 mm beziehungsweise 350 mm hinter der Rolllinse bündeln

Für den ablaufenden Wickelvorgang ergeben sich somit Flächenpressungen, die weit unter der Streckgrenze des Materials liegen. Die aus diesen Kräften resultierenden Verformungen der Strukturen sind analytisch nicht erfassbar. Die Erfassung der Belastung und der auftretenden Verformung ist nur mit Hilfe der Finiten-Elemente-Methode (FEM) möglich. Dies wurde für die Folie mit unterschiedlichen Breiten für verschiedene Belastungen mit Hilfe des FEM-Programmes Nastran<sup>®</sup> realisiert.

Da die Flächenpressung für die schmalsten Folien am größten ist, wurde eine Folie simuliert, die in ihrer Breite für eine Optik mit einer langen Brennweite von 350 mm typisch ist. Die sich ergebene Folienbreite beträgt an der schmalsten Stelle 630  $\mu\text{m}$ . Da FEM-Algorithmen Knicken und Beulen von Werkstücken nur näherungsweise berechnen können, die Foliengeometrie aber schon an sich eine ungleichmäßige Verformung hervorruft, wurde die Foliengeometrie als eben angenommen. Diese Näherung gilt nur für kleine Abschnitte der Folie, da die Foliendicke ( $\sim 10 \mu\text{m}$ ) sich in der Größenordnung der Krümmungsradien (Kernradius 62,5  $\mu\text{m}$ ) bewegt. Um die Geometrie des Modells zu bestimmen, muss zunächst die Größe des Bereiches bestimmt werden, der unter der Kraft verformt wird. Diese Größe entspricht der Hertzschen Berührungsbreite  $a$  [50]. Die Berührungsbreite berechnet sich nach (3-9).

$$a = \sqrt{\frac{8(1-\nu^2)\vec{A}R_m}{\pi E b}} \quad (3-9)$$

Abbildung 32 zeigt die geometrischen Größen im Kontaktbereich für die Berührung zweier Zylinder. Sie ergibt sich bei einer Zugkraft von 5 N zu  $a \approx 31 \mu\text{m}$ .

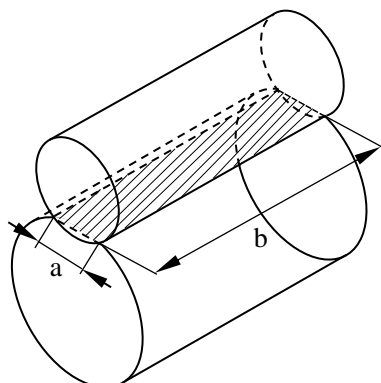


Abbildung 32: Berührfläche zweier Zylinder mit geometrischen Größen nach Hertz

Die Rückseite wurde mit einer Flächenkraft belastet, die in etwa aus einer Zugkraft von 5 N resultiert und somit deutlich über dem Bereich liegt, in dem sich die Zugkräfte normalerweise bewegen. Dies ergibt eine Flächenkraft von  $0,2 \text{ N/mm}^2$  für die schmalste Folienbreite.

In der Simulation sollte überprüft werden, inwieweit sich die Seitenwände der Prismen bei einer Belastung verformen und so zu einer Geometrieänderung führen können. Abbildung 33 zeigt links die erwartete Verformung in überzeichneter Weise. Bei einer Krümmung sinkt die Brechkraft der Prismenstruktur aufgrund der Geometrieänderung. Um die Brechkraft der so entstandenen verformten Struktur zu untersuchen, kann das Ersatzmodell für ein Prisma verwendet werden, das in Abbildung 33 rechts dargestellt ist: Hinter das eigentliche Prisma wird eine Zerstreuungslinse gestellt.

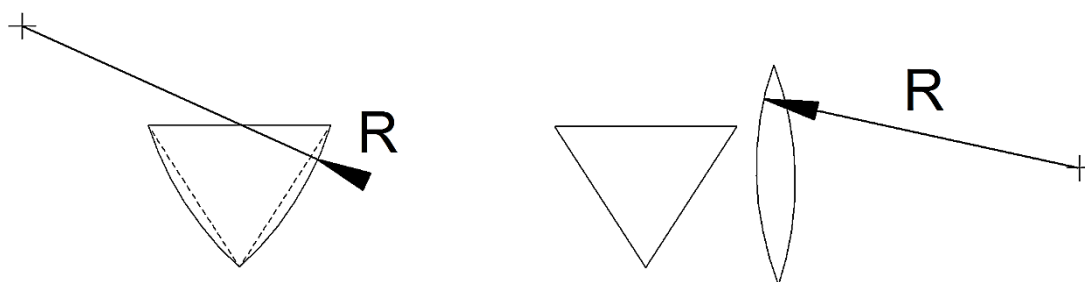


Abbildung 33: Verformtes Prisma (links) und Ersatzmodell für verformtes Prisma (rechts)

Die Krümmung der Zerstreuungslinse wird hierbei aus der Verformung der Prismen bestimmt. Da die Spitzen der Prismen idealerweise in den Vertiefungen auf der Rückseite der darunter liegenden Wicklung liegen, wird davon ausgegangen, dass keine Seitwärtsbewegung der Prismenspitzen stattfindet. Aus diesem Grund werden die Prismenspitzen als unbeweglich angenommen (runde

Symbole in Abbildung 34). In Abbildung 34 ist das Ergebnis der Simulation mit der wesentlich zu großen Bandzugkraft von 5 N zu sehen. Insgesamt werden zwei verschiedene Anteile genauer untersucht: Einmal eine Durchbiegung der Trägerfolie zwischen den Prismen, die eine Stauchung beziehungsweise Streckung der Grundseite der Prismen und somit eine Veränderung des Spitzenwinkels zur Folge haben könnte und zum zweiten eine mögliche Ausbeulung der Prismenseitenwände.

Für den ersten Anteil tritt die maximale Verformung von ca. 40 nm in *senkrechter* Richtung zwischen den Prismen in der Trägerfolie gegenüber ihrer Ruhelage auf. Die Änderung der Grundseitenlänge durch eine Verschiebung in *horizontaler* Richtung, ergibt sich hierbei zu einem Gesamtwert von ca. 20 nm. Das entspricht einem fünfhundertstel der ursprünglichen Grundseitenlänge. Die Auswirkung auf die eigentliche Brechkraft des Prismas aufgrund der Änderung des Spitzenwinkels kann somit vernachlässigt werden.

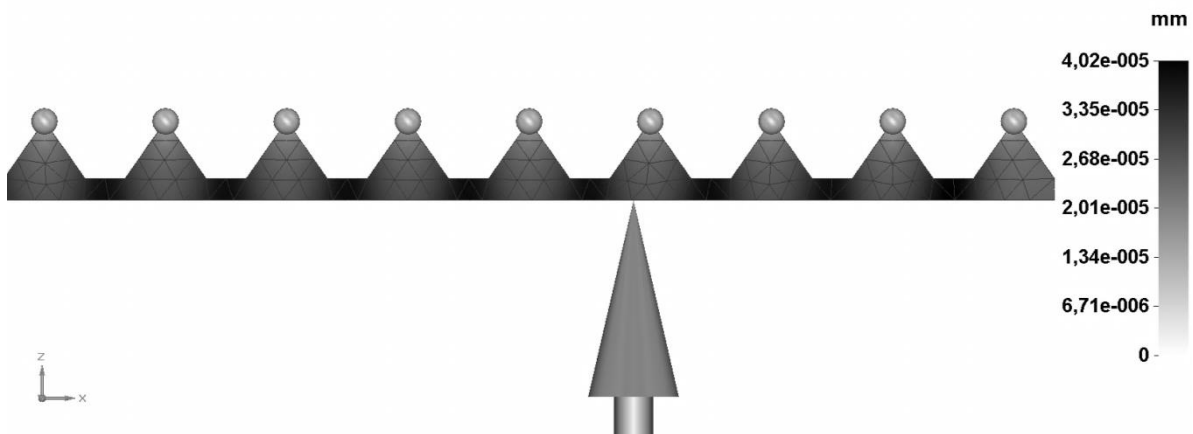


Abbildung 34: Simulationsergebnis der FEM-Analyse für ein strukturiertes Folienstück mit den Abmaßen  $630\ \mu\text{m} \times 31\ \mu\text{m}$  bei einer Belastung mit  $0,2\ \text{N}/\text{mm}^2$ . Höhere Durchbiegungen sind durch dunklere Grautöne gekennzeichnet.

Für den zweiten Anteil gilt: Die maximale Verformung der Prismenseiten gegenüber ihrer Ruhelage beträgt 25 nm. Mit dem Zusammenhang (3-10) berechnet sich der Krümmungsradius der zusätzlichen Zerstreulinse zu  $375\ \mu\text{m}$ .

$$R = \frac{\left(\left(\frac{s}{2}\right)^2 + h^2\right)}{2h}, \text{ wobei } s = \frac{g_{\text{Prisma}}}{2 \sin\left(\frac{\gamma}{2}\right)} \quad (3-10)$$

Hierbei ist  $h$  die berechnete Verformung und  $s$  die Länge der Seitenwand des Prismas. Mit (2-10) ergibt sich dann zum Beispiel mit dem Brechzahldekrement für 10 keV und einer Anzahl von 42 Prismen eine Brennweite von etwa 1,5 m für die Zerstreulinse.

Diese Größe liegt weit von den gewünschten Fokusabständen entfernt und muss somit im Entwurf nicht berücksichtigt werden. Da, wie oben bereits erwähnt, die eigentlich auftretenden Zugkräfte am Band wesentlich geringer sind, sinkt die auf die Folie im Bereich der Umlenkkanten wirkende Kraft bei einem idealen Wickelvorgang noch weiter ab. Dies hat zur Folge, dass die theoretische, sich aus der FEM Simulation ergebende Verformung nur noch wenige hundertstel Nanometer beträgt und somit der Krümmungsradius der Zerstreulinse wesentlich größer wird. Weiterhin werden die Prismen, da sie weit unter der Grenze zum plastischen Verhalten belastet werden, nach dem Einflussgebiet der Umlenkkanten wieder entspannt, was noch einmal zu einer geringeren Ausbeulung der Seitenwände führt.

Zusammenfassend ist somit festzuhalten, dass die Prismenseitenwände bei einem idealen Wickelprozess im Bereich der Umlenkkanten eine elastische Ausbeulung aufgrund der Kräfte im Wickelprozess erfahren. Die dauerhafte Ausbeulung wird jedoch bei einem idealen Wickelprozess weit unter diesem Wert liegen, da sich die berechneten Durchbiegungen unterhalb der plastischen Verformungsgrenze des Polyimides befinden, und muss somit nicht beim Entwurf der Rolllinse berücksichtigt werden.

## 4 Analyse der Eigenschaften der Optiken

Aus der realen Form der Optiken ergeben sich Einschränkungen für den Verlauf der Strahlen in der Optik, welche die tatsächlich nutzbare Apertur der Linse reduzieren. In diesem Kapitel sollen die optischen Grenzen der Rolllinsen hinsichtlich ihrer Geometrie und ihrer Absorption untersucht werden. Dazu werden geometrische Betrachtungen angestellt und Simulationen der Optiken mit im Rahmen dieser Arbeit entstandener sowie mit kommerzieller Strahlverfolgungssoftware durchgeführt. Die selbstgeschriebene Strahlverfolgungssoftware analysiert ebene Prismenanordnungen und ermöglicht dadurch eine gezieltere Untersuchung der Effekte, die aufgrund der Brechungsbedingungen in der Linse auftreten. Die Ergebnisse der Strahlverfolgung sind dann in einfacherer Weise als in drei Dimensionen weiter auswertbar und es können auch gezielt einzelne Bedingungen während der Strahlverfolgung aufgestellt werden. Dazu zählt etwa ein Unterbrechen der Strahlverfolgung, wenn eine gewünschte Bedingung erreicht wurde. Die kommerzielle Software ist in der Lage ein dreidimensionales Modell einer Rolllinse in einer vergleichsweise kurzen Zeit zu berechnen. Somit werden beide Anwendungen zur detaillierten Analyse benötigt. In Kapitel 4.1 wird zunächst der Winkelbereich analysiert, innerhalb dessen ein Strahl auf eine Folienlage aus brechenden Elementen treffen muss, so dass der Strahl die Folienlage als Ganzes durchläuft. Kapitel 4.2 beschäftigt sich mit der Absorption im Linsenmaterial. Im letzten Unterkapitel 4.3 werden Ergebnisse von Simulationen an ganzen Rolllinsen vorgestellt.

### 4.1 Akzeptanzwinkelbereich

Betrachtet man eine Lage der Prismenfolie in einer gerollten Linse, so liegen die Prismen in einer geraden Reihe hintereinander (Abbildung 35). Ein Strahl, der eine Lage durchlaufen soll, darf nicht über die Grenzen der Lage hinaus gebrochen werden, da er andernfalls als Streulichtanteil die Linse verlässt, wenn er nicht innerhalb der Folienlagen absorbiert wird. Hierdurch ist ein Bereich über und unter den Prismen definierbar, den der Strahl nicht durchlaufen darf. Dieser wird im Folgenden als „verbotener“ Bereich bezeichnet. Der Winkelbereich, den der noch akzeptable steilste (punktiert in Abbildung 35) und flachste Strahl (gestrichelt in Abbildung 35) einschließen, wird als Akzeptanzwinkelbereich bezeichnet.

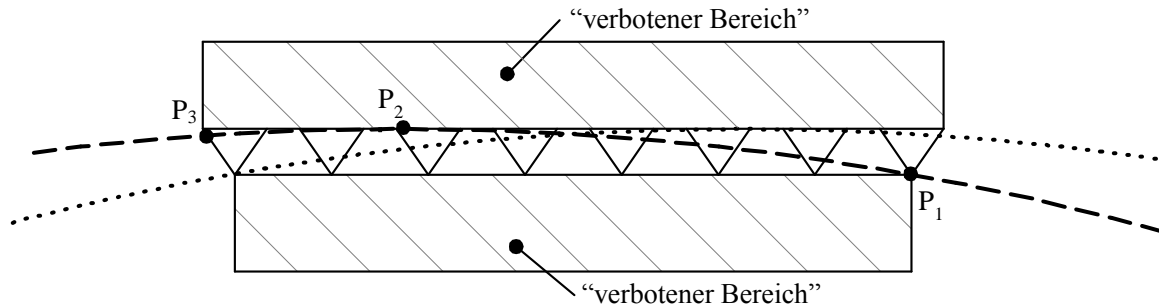


Abbildung 35: Gerade Prismenreihe mit zwei eingezeichneten Strahlen: dem steilsten Strahl (gestrichen) und dem flachsten Strahl (gepunktet)

Eine Konsequenz der linearen Prismenanordnung ist, dass sich der Ablenkwinkel pro Prisma ändert, da der Eintrittswinkel in ein Prisma  $\alpha_{\text{ein}}$  über die Länge der Prismenreihe nicht konstant ist (vgl. (3-2) und Abbildung 35). Der Eintrittswinkel ist dabei als der Winkel definiert, der zwischen der senkrechten auf der Prismenseitenkante und dem Strahl liegt. Um zu überprüfen wie sich die Bahn des Strahles in der Prismenreihe beschreiben lässt, soll die Bahn geometrisch beschrieben werden.

Zunächst soll der geometrisch maximal mögliche Eintrittswinkel  $\alpha_{\text{geom}}^{\text{max}}$  in die Seitenwand eines Prismas in der Reihe bestimmt werden. Dieser wird bei Strahleinfall in die Reihe am letzten Prisma erreicht. Aus der Bedingung, dass der Strahl nicht aus dem verbotenen Bereich kommen darf, ist er durch den Austrittspunkt im vorletzten Prisma bestimmt (siehe Abbildung 36). Der Winkel ist hierbei der Winkel zwischen der senkrechten auf der Prismenseitenwand des letzten Prismas und dem Strahl (gestrichelt in Abbildung 36) der direkt von der Grundseite des vorletzten Prismas kommt.

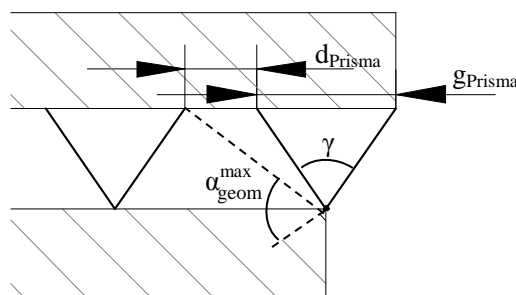


Abbildung 36: Geometrisch maximal möglicher Eintrittswinkel eines Strahles in das letzte Prisma mit geometrischen Größen

Das heißt, er beträgt in Abhängigkeit des Prismenabstandes  $d_{\text{Prisma}}$ , der Prismengrundseite  $g_{\text{Prisma}}$  sowie des Prismenspitzenwinkels  $\gamma$ :

$$\alpha_{\text{geom}}^{\text{max}} = 2\pi - \tan^{-1} \left( \frac{\frac{g_{\text{Prisma}}}{2} + d_{\text{Prisma}}}{\frac{g_{\text{Prisma}}}{2 \tan\left(\frac{\gamma}{2}\right)}} \right) - \frac{\gamma}{2} \quad (4-1)$$

Der reale Eintrittswinkel in ein Prisma ist durch die Ablenkung des Strahles durch die Brechung bestimmt. Da der Brechzahlhub sehr gering ist, wird der reale maximal auftretende Eintrittswinkel weit unter dem geometrisch maximalen Eintrittswinkel liegen. Der maximale geometrische Eintrittswinkel beträgt für die in Abbildung 36 gezeigte Situation, mit in dieser Arbeit hergestellten Foliengeometriewerten von  $g_{\text{Prisma}} = 10 \mu\text{m}$ ,  $d_{\text{Prisma}} = 5 \mu\text{m}$  und  $\gamma = 70,52^\circ$ , für eine Rolllinse etwa  $69^\circ$ .

In Abbildung 37 ist ersichtlich, dass ab einem Eintrittswinkel  $\alpha_{\text{ein}}$  (siehe Abbildung 13 rechts) von  $45^\circ$  bis zum senkrechten Einfall auf die Prismenseitenkante ( $\alpha_{\text{ein}} = 0^\circ$ ) keine erhebliche Variation des resultierenden Ablenkwinkels mehr stattfindet. Unter der erwähnten Annahme, dass der Eintrittswinkel wesentlich kleiner als die geometrische Grenze von  $69^\circ$  ist, ergibt sich somit ein annähernd konstanter Ablenkwinkel über die Länge der Prismenreihe. Somit kann von einer annähernd konstanten Winkeländerung des Strahles beim Durchlaufen der Prismen einer Reihe ausgegangen werden und mit guter Näherung eine annähernd kreisförmige Ablenkbahn angenommen werden.

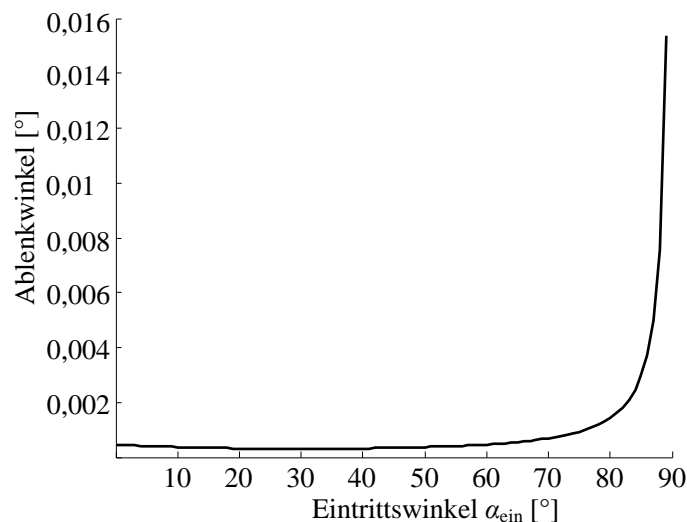


Abbildung 37: Abhängigkeit des Ablenkwinkels vom Eintrittswinkel

Mit der Näherung eines in allen Prismen gleichen Ablenkwinkels kann nun eine geometrische Betrachtung der Prismenreihe durchgeführt werden. Zunächst soll mit der Annahme einer annä-

hernd kreisförmigen Ablenkbahn eines Strahles ein Winkelbereich bestimmt werden, innerhalb dessen ein Strahl durch die Reihe laufen kann, ohne sie zu verlassen.

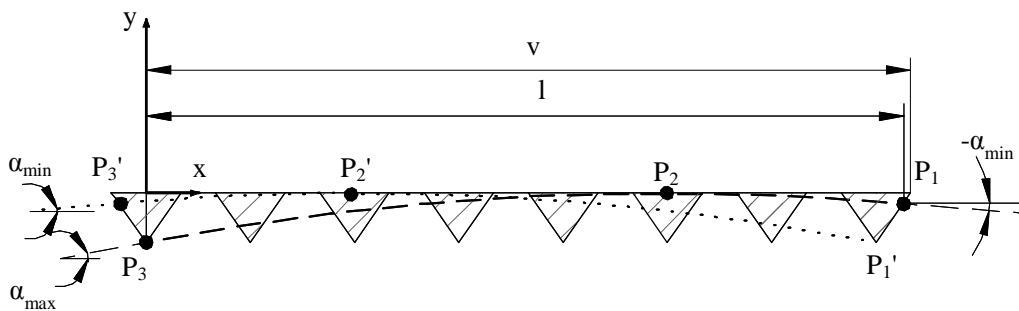


Abbildung 38: Strahl mit maximal und minimal möglicher Steigung innerhalb einer Prismenreihe

Prinzipiell gibt es für jede Reihe zwei Strahlen, die den Akzeptanzwinkelbereich der Prismenreihe begrenzen: erstens den Strahl, der den tiefsten möglichen Punkt  $P_3$  mit dem Winkel  $\alpha_{\max}$  (gestrichelt dargestellt in Abbildung 38) durchläuft und zweitens den Strahl, der den am höchsten gelegenen Punkt der Eintrittsfläche  $P_3'$  mit dem Winkel  $\alpha_{\min}$  trifft (gepunktet dargestellt in Abbildung 38). Der nutzbare Winkelbereich ergibt sich dann aus der Differenz der beiden Winkel. Der Bahnradius beider Strahlen wird durch die Ablenkung eines Prismas (3-2) bestimmt und ist konstant. Weiterhin gilt für die Bahn, dass

- der Strahl mit dem *steilsten* Eintrittswinkel (gestrichelt dargestellt in Abbildung 38) den verbotenen Bereich an seinem höchsten Punkt  $P_2$  tangiert.
- die Bahn des Strahles mit dem *flachsten* Eintrittswinkel (gepunktet dargestellt in Abbildung 38) das letzte Prisma der Reihe gerade noch in der Spitze trifft und den verbotenen Bereich im Punkt  $P_2'$  tangiert. Sie ist somit spiegelsymmetrisch zur Bahn des Strahles mit dem steilsten Eintrittswinkel.

Die Position des Punktes  $P_3'$  ist bei gegebener Energie und Prismenmaterial sowie Prismengeometrie nur noch von der Prismenanzahl abhängig, da Energie und Prismenmaterial den Radius der Ablenkbahn vorgeben (vgl. (3-1)). Desto länger die Reihe, desto kleiner ist der Abstand der Punkte  $P_3$  und  $P_3'$  und damit die Eintrittsfläche am ersten Prisma, innerhalb welcher der Strahl akzeptiert wird. Bei einer gewissen Prismenanzahl ist dann der Punkt  $P_3'$  gleich dem Punkt  $P_3$  und es werden nur noch Strahlen von einem einzigen Punkt der Quelle akzeptiert. Eine weitere Verlängerung der Prismenreihe hätte dann keine Auswirkung mehr auf den Strahl, da der Strahl in einer noch längeren Reihe nicht geführt werden könnte.

Mit den Koordinaten der Berührungspunkte  $P_2$  und  $P_2'$ , die sich im gegebenen Koordinatensystem von Abbildung 38 mittels des Satzes von Pythagoras in Abhängigkeit der Prismengrundseitenlänge



$g_{\text{Prisma}}$  und dem Prismenabstand  $d_{\text{Prisma}}$  herleiten lassen, werden mit dem Radius  $r_{\text{Prisma}}$  und trigonometrischen Beziehungen zunächst zwei mögliche Koordinaten für den Mittelpunkt  $x_m$  und  $y_m$  der annähernd kreisförmigen Ablenkbahn bestimmt. Aus diesen beiden Lösungen wird die geometrisch sinnvolle ausgewählt, das heißt diejenige, die eine Kreisbahn mit einem Radius  $r_{\text{Prisma}}$  mit einem Mittelpunkt beschreibt, dessen  $y$ -Koordinate kleiner ist als die von  $P_2$ . Die Koordinaten lauten dann:

$$x_m = \frac{h(2r-h)}{\sqrt{h(2r-h)}} \text{ und } y_m = -r_{\text{Prisma}} \text{ wobei } h = \frac{g_{\text{Prisma}}}{2 \tan\left(\frac{\gamma}{2}\right)} \quad (4-2)$$

Mit der Kreisbahn werden dann die Koordinaten des Punktes  $P_1$  als Schnittpunkt einer Geraden durch die Punkte  $(v; 0)$  und  $(v - (0,5 g_{\text{Prisma}}); -h)$  bestimmt. Dies ist die äußerste Seitenwand des letzten Prismas. Auf eine Darstellung der Berechnung wird aufgrund deren Länge hier verzichtet.

Mit den Koordinaten der Punkte  $P_1$  und  $P_3$  sowie der Kreisgleichung wird dann der flachste Eintrittswinkel  $\alpha_{\text{min}}$  und der steilste Eintrittswinkel  $\alpha_{\text{max}}$  in Abhängigkeit der Prismenanzahl  $N$ , der Prismengrundseitenlänge  $g_{\text{Prisma}}$  und dem Prismenabstand  $d_{\text{Prisma}}$  relativ zur Waagrechten durch Ableitung der Kreisgleichung berechnet. Abbildung 39 zeigt den Verlauf des Akzeptanzwinkelbereiches für typische Material- und Geometriewerte der Folienrohlinge in Abhängigkeit der Prismenanzahl in der Reihe.

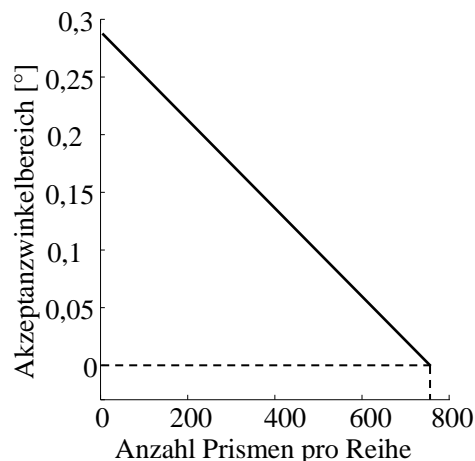


Abbildung 39: Akzeptanzwinkelbereich einer Lage in Abhängigkeit der Anzahl Prismen der Reihe

Für diese Werte wird der Akzeptanzwinkelbereich zu Null Grad bei etwa 780 Prismen (gestrichen in Abbildung 39). Wird diese sogenannte kritische Prismenanzahl erreicht, bedeutet das, dass bei dieser Reihenlänge nur noch die Strahlen durch die Reihe geleitet werden, die in Punkt  $P_3$  auftreten und exakt den Winkel  $\alpha_{\text{max}}$  besitzen (vgl. prinzipielle Darstellung in Abbildung 40).

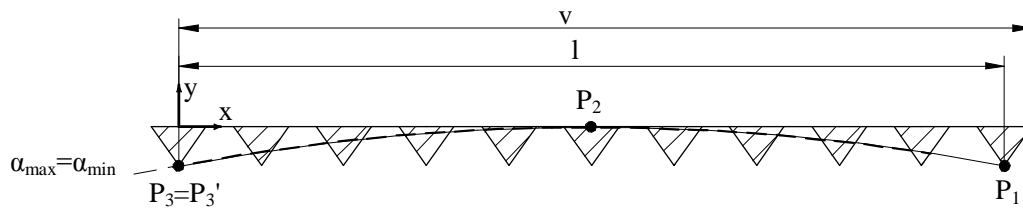


Abbildung 40: Prinzipielle Darstellung der Situation, wenn der Akzeptanzwinkelbereich  $0^\circ$  beträgt

Aus dieser Rechnung ergibt sich somit die maximale Anzahl Prismen in einer Höhe über der optischen Achse, bei der ein Strahl noch korrekt durch die Prismenreihe hindurchgeleitet wird. Aus den bis jetzt erfolgten Berechnungen ergibt sich auch weiteres Optimierungspotential der Linsen durch eine weitere Verkleinerung des Abstandes zwischen den Prismen.

Strahlen, welche die erste Prismenfläche zwischen  $P_3$  und  $P_3'$  treffen, werden von der Prismenreihe durch die Optik geführt. Strahlen, welche die erste Prismenfläche in einem beliebigen Punkt  $P_S$  zwischen  $P_3$  und  $P_3'$  treffen, kommen aus einem Bereich  $h_{\text{abb}}(P_S)$  der Quelle (siehe Abbildung 41). Dieser Bereich kann aus dem Quellabstand und der Reihenlänge bestimmt werden. Strahlen, die aus den Quellpunkten  $P_5$  beziehungsweise  $P_6$  stammen, treffen das erste Prisma in den Punkten  $P_3'$  beziehungsweise  $P_3$ .

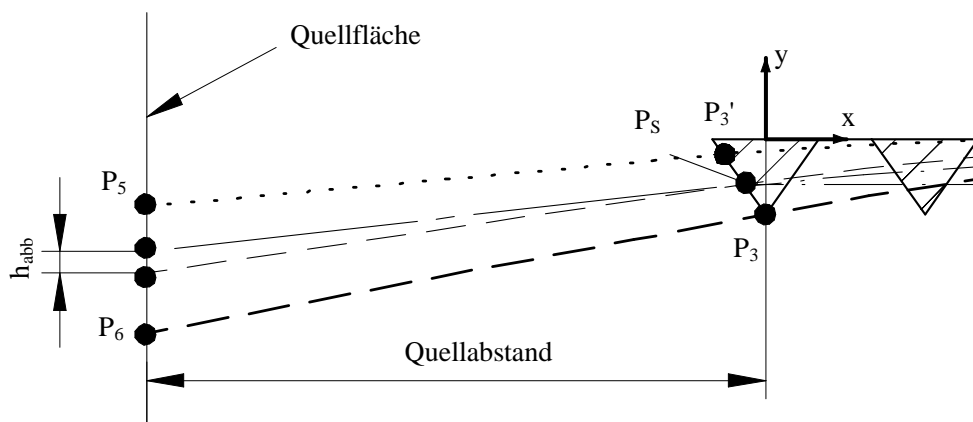


Abbildung 41: Prinzipielle Darstellung des von der Prismenreihe erfassten Bereiches der Quellfläche für einen Punkt  $P_S$  auf der Eintrittsfläche der Prismenreihe

Abbildung 42 zeigt die Höhe des abgebildeten Bereiches für drei unterschiedliche Prismenanzahlen bei einer Photonenenergie von 8,04 keV und einen Quellabstand von 1 m in Abhängigkeit einer Laufkoordinate  $s \in [0,1]$ , die einen Punkt zwischen  $P_3$  und  $P_3'$  beschreibt.

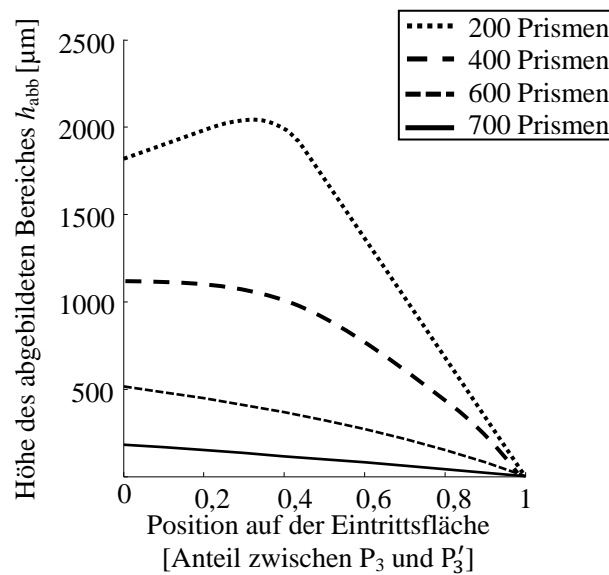


Abbildung 42: Höhe des abgebildeten Bereiches  $h_{\text{abb}}$  in Abhängigkeit des Eintrittspunktes auf der Eintrittsfläche für unterschiedliche Anzahl Prismen (Quellabstand 1 m bei 8,04 keV)

Zur Überprüfung dieser Rechnung wurde beispielhaft für eine Prismenanzahl von 600 Prismen eine Strahlverfolgungssimulation mit dem selbstgeschriebenen Programm ausgeführt. Als Modell wurde eine zweidimensionale Anordnung verwendet, also ein Schnitt durch die gerollte Anordnung betrachtet. Abbildung 43 zeigt die Abhängigkeit der Austrittsposition (aufgetragen als x-Koordinate des Austrittspunktes) über dem Eintrittswinkel im Punkt  $P_s$ , der auf halber Strecke zwischen  $P_3$  und  $P'_3$  liegt. Die Strahlverfolgungssimulation berücksichtigt nur Strahlen, welche die Prismenreihe vollständig durchlaufen haben. Zwischen  $0,0991^\circ$  und  $0,118^\circ$  steigt die Austrittsposition zunächst kontinuierlich an. In diesem Bereich verlässt der Strahl die Reihe auf der fokuseitigen Prismenseitenfläche des letzten Prismas.

Beim Sprung (gestrichelte Linie im Diagramm in Abbildung 43) bei  $4492 \mu\text{m}$  gibt es bis ca.  $4495 \mu\text{m}$  keine Strahlen, welche die Reihe dort verlassen. Die  $4492 \mu\text{m}$  entsprechen hierbei dem Punkt  $P_1$ . Ab  $4495 \mu\text{m}$  treten wieder Strahlen aus der Reihe aus, allerdings aus der Stirnseite der Folie und damit aus dem verbotenen Bereich. Zwischen  $4492 \mu\text{m}$  und  $4495 \mu\text{m}$  verlassen keine Strahlen die Prismenreihe. In der kleinen Abbildung in Abbildung 43 ist die höchst mögliche, noch in der Prismenreihenhöhe befindliche Position  $P_1$  durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet. Die Rechnung liefert einen Akzeptanzwinkelbereich von  $0,0991^\circ$  für den minimalen und  $0,1175^\circ$  für den maximalen Eintrittswinkel in Punkt  $P_s$ . Diesen Winkelbereich erhält man auch durch die analytische Rechnung. Auch die Höhe des abgebildeten Bereiches in der Quellebene von ca.  $322 \mu\text{m}$  stimmt ebenfalls mit der Simulation überein (vgl. Abbildung 42 für  $s=0,5$ ).

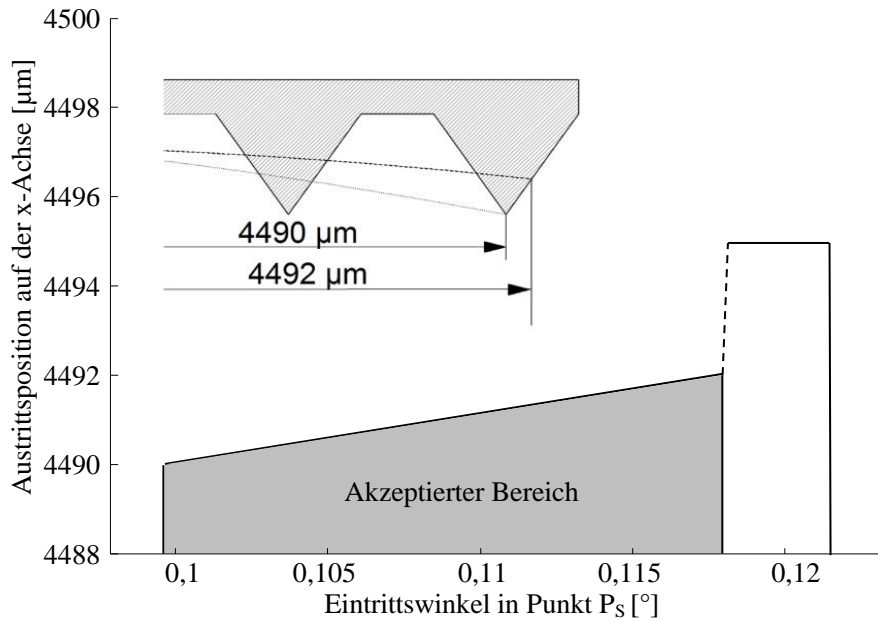


Abbildung 43: Abhängigkeit der Austrittsposition auf der x-Achse in Abhängigkeit des Eintrittswinkel in Punkt P<sub>S</sub> mit s=0,5

Für eine zu geringe Prismenanzahl, die nicht ausreicht, um einen konvergenten Strahl zu erzeugen (zum Beispiel 200 Prismen in Abbildung 42), weist die Höhe des abgebildeten Bereiches bei der hier verwendeten Photonenenergie und den verwendeten Materialwerten ein Maximum bei s=0,3, also leicht unterhalb der halben Strecke zwischen P<sub>3</sub> und P'<sub>3</sub> auf. Bei den in diesem Beispiel durchgerechneten Photonenenergie- und Materialwerten ergibt sich eine Mindestprismenanzahl von 400 Prismen, um einen konvergenten Strahl zu erzeugen. Bei dieser Prismenanzahl ist die Ausdehnung des Akzeptanzbereiches (der Bereich zwischen P<sub>3</sub> und P'<sub>3</sub>) am größten. Mit zunehmender Anzahl Prismen wird die Höhe des abgebildeten Bereiches immer kleiner, bis sie schließlich bei der kritischen Prismenanzahl Null wird (vgl. kritische Prismenzahl in Abbildung 39).

Um zu bestimmen welcher Teil der Quelle maximal abgebildet werden kann, müssen die Punkte P<sub>5</sub> und P<sub>6</sub>, die diese Fläche begrenzen, bestimmt werden (vgl. Abbildung 41). Für die y-Koordinate des Punktes P<sub>5</sub>, also den Punkt, der den größten Abstand zur optischen Achse besitzt, ergibt sich beispielsweise mit der x- und y-Koordinate des Punktes P'<sub>3</sub>, dem Quellabstand d<sub>Q</sub>, der Höhe über der optischen Achse h<sub>R</sub> und der Prismenhöhe h<sub>P</sub> folgender Zusammenhang:

$$y_{P_5} = y_{P'_3} - \tan(\alpha_{\min}) \cdot (d_Q - x_{P'_3}) + h_R + h_P \quad (4-3)$$

In Abbildung 44 ist die y-Position des Punktes P<sub>5</sub> in Abhängigkeit der Prismenanzahl aufgetragen. Die berechnete Reihe wurde auf die optische Achse gelegt (h<sub>R</sub>=0), da der Abstand von der optischen Achse nur additiv auf die absolute Position des Bereiches wirkt. Somit zeigt das Dia-

gramm den Abstand der oberen Grenze des abgebildeten Bereiches zur optischen Achse. Deutlich ist zu erkennen, dass eine Reihe mit einer sinnvollen Anzahl Prismen einen Bereich unterhalb der optischen Achse (Koordinate  $y_{P5} < 0$ ) abbildet. Für eine kleinere Anzahl Prismen steigt der abgebildete Bereich immer weiter nach oben (vgl. Abbildung 44 für 200 Prismen).

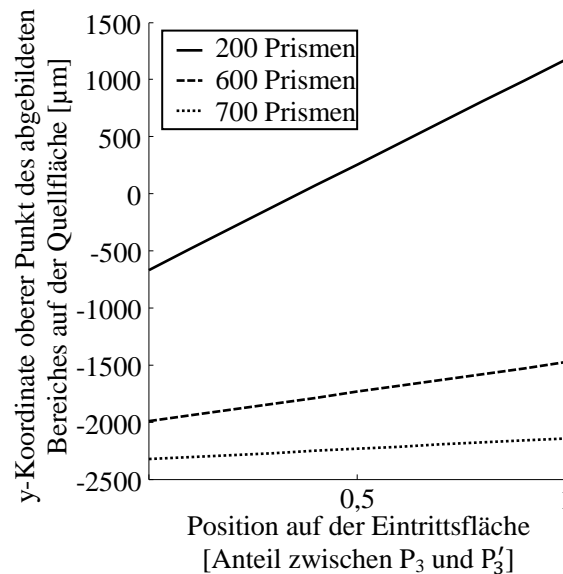


Abbildung 44: Position des abgebildeten Bereiches der Quellfläche; Quelle 1 m vor der Eintrittsapertur der Prismenreihe

Mit der Höhe des Bereiches  $h_{\text{abb}}$  und dessen Position auf der Quellfläche lässt sich abschätzen, welcher Bereich der Quelle von der gesamten Linse gesehen wird. Die Bereiche  $h_{\text{abb}}$  der einzelnen Lagen überlappen sich dabei. Den Durchmesser des abgebildeten Bereiches auf einer zweidimensionalen Quellfläche bestimmt jedoch immer die Lage mit der geringsten Anzahl Prismen und dem geringsten Abstand zur optischen Achse im untersten Eintrittspunkt: Hier wird der größte Bereich abgebildet und die Linse hat für diese Lage die größte Transmission.

Die in diesem Kapitel erfolgten Herleitungen zeigen, dass schon beim Linsenentwurf ermittelt werden kann, inwieweit das Licht einer gegebenen Quelle durch die Linse gebündelt werden wird. Auch ist eine Voraussage möglich, ab wann eine weitere Vergrößerung der Linsenapertur keinen weiteren Vorteil bringt, da sie schon aufgrund der geometrischen Bedingungen nicht mehr in der Lage ist, einen Strahl geeignet zu leiten.

Um eine Aussage über die Transmission der Lagen zu bekommen, die geometrisch in der Lage sind den Strahl zu leiten, muss zusätzlich die Absorption betrachtet werden, was im folgenden Kapitel geschieht.

## 4.2 Absorption im Linsenmaterial

Das Linsenmaterial Durimide 32<sup>®</sup> ist ein aromatisches heterocyclisches Polyimid-amid (siehe Abbildung 45).

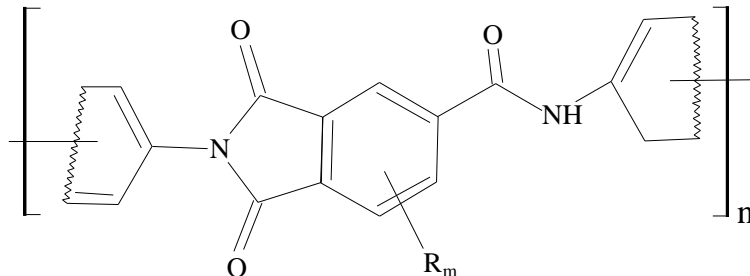


Abbildung 45: Chemische Struktur von Durimide 32<sup>®</sup> [48]

Nach einem Ausbackschritt erhält man Polyimid. Mit Formel (2-4) und der chemischen Zusammensetzung von Polyimid wird die Absorption des Materials in Abhängigkeit von der Wellenlänge bestimmt. Zur quantitativen Abschätzung welche Materialstärke wie stark absorbiert verwendet man die sogenannte Absorptionslänge. Diese gibt an, ab welcher Materialstärke noch  $1/e \approx 37\%$  der Anfangsintensität vorhanden ist. Bei Betrachtung einer Polyimidschicht erhält man die in Abbildung 46 gezeigte Abhängigkeit der Absorptionslänge von der Energie.

Durch den dreieckigen Querschnitt der brechenden Elemente kommt es über ihre Höhe zu unterschiedlich starker Absorption. Die Spitze eines Prismas hat die Materialdicke Null und absorbiert damit nicht. Die Grundseite  $g_{\text{Prisma}}$  der Prismen haben die maximale Materialdicke und damit die maximale Absorption.

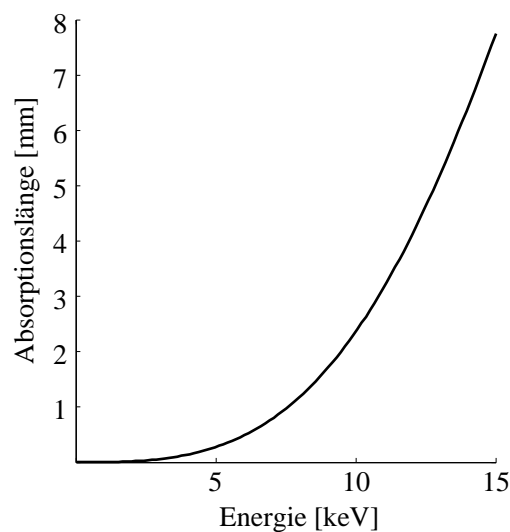


Abbildung 46: Absorptionslänge von Polyimid [30]

Ein einzelnes Prisma absorbiert an seiner Grundseite beispielsweise bei 10 keV 0,35 % der einstrahlenden Intensität. Da bei größer werdendem Abstand zur optischen Achse die Anzahl Prismen bei einer Rolllinse zunimmt, sinkt die Transmission einer einzelnen Folienlage mit zunehmendem Abstand von der optischen Achse. Zusätzlich durchläuft der Strahl, je nachdem wo er auf das Prisma auftrifft, eine andere Materialstärke. Mit Hilfe einer Strahlverfolgungssimulation ist es möglich, für die unterschiedlichen Eintrittspunkte in die Prismenreihe die durchlaufene Materialmenge und damit die daraus erfolgende Absorption zu bestimmen.

Abbildung 47 zeigt das Ergebnis einer Strahlverfolgungssimulation mit dem im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Strahlverfolgungsprogramm für eine zweidimensionale Prismenreihe mit 600 Prismen für 100000 Strahlen bei 8,04 keV. Die Strahlen wurden unter unterschiedlichen Winkeln jeweils in den Eintrittspunkt  $P_3$  ( $s=0$ ) beziehungsweise zwischen den Punkten  $P_3$  und  $P'_3$  ( $s=0,25$ ;  $s=0,5$  und  $s=0,75$ ), sowie dem höchstmöglichen Eintrittspunkt  $P'_3$  ( $s=1$ ) in die Reihe gelenkt. Dadurch, dass nur Strahlen registriert wurden, welche die Reihe vollständig durchlaufen, ist auch der Akzeptanzwinkelbereich deutlich zu erkennen: Alle Strahlen, die im Diagramm eingetragen sind, liegen innerhalb des Akzeptanzwinkelbereiches für den durch  $s$  spezifizierten Eintrittspunkt (vgl. Abbildung 43 und Abbildung 47 für  $s=0,5$  und gestrichelte Kurve mit Eintrittswinkeln zwischen  $0,0991^\circ$  und  $0,118^\circ$ ). Des Weiteren wurden bei der Simulation alle Strahlen verworfen, die beim Durchlaufen der Reihe reflektiert wurden. Diese Reflexion tritt an der Trägerfolie zwischen den Prismen auf. Je größer  $d_{\text{Prisma}}$  (vgl. Abbildung 36), desto größer ist die Wahrscheinlichkeit für diese Reflexion. Dies ist ein weiterer Grund weshalb  $d_{\text{Prisma}}$  im Rahmen dieser Arbeit reduziert wurde.

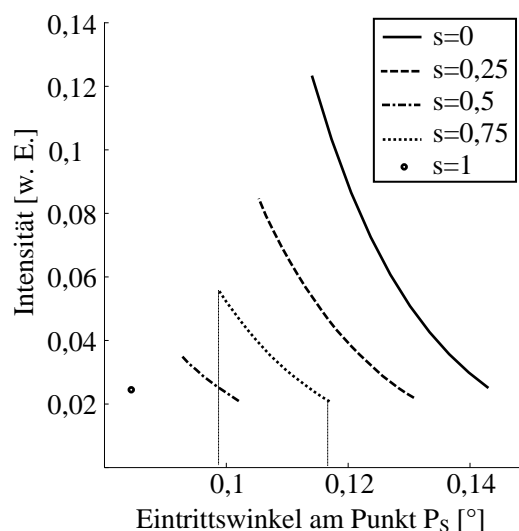


Abbildung 47: Intensität in Abhängigkeit des Eintrittswinkels in die Eingangsfläche an Punkten zwischen  $P_3$  ( $s=0$ ) und  $P'_3$  ( $s=1$ ). Markiert ist der Akzeptanzwinkelbereich für einen Punkt  $P_s$  mit  $s=0,5$

Je näher der Eintrittspunkt auf der Eintrittsfläche  $P_s$  an der Spitze des Prismas liegt (kleinerer  $s$ -Wert) und je geringer der Eintrittswinkel, desto geringer ist die Absorption. Dies kann auch anschaulich hergeleitet werden: Ein Strahl mit einem flachen Eintrittswinkel und einem Eintrittspunkt nahe der Spitze des Prismas läuft nicht weit in die Prismenreihe hinein und sieht nur Material an der Spitze der Prismen. Die maximale Absorption erfährt ein Strahl, der am Punkt  $P'_3$  in die Reihe eintritt (in Abbildung 47 als Punkt eingezeichnet).

Desto kürzer eine Prismenreihe, desto weniger Prismen enthält sie, desto geringer ist die maximal mögliche Absorption der Strahlen in dieser Reihe. Da die Absorption bei einer festen Prismenanzahl jedoch auch von der Eintrittsposition abhängt variiert die Absorption innerhalb einer Reihe.

Abbildung 48 zeigt das Ergebnis einer Strahlverfolgungsrechnung, bei der die Intensität eines Strahles nach Durchlaufen einer Prismenreihe in Abhängigkeit von der Anzahl Prismen in der Reihe für einen Auftreffpunkt am obersten möglichen Punkt  $P'_3$  ( $s=1$ ) und am untersten möglichen Punkt  $P_3$  ( $s=0$ ) der Reihe. Für große Prismenanzahlen wird die Intensität aufgrund der Absorption immer geringer, bis er bei den hier angenommenen Energie- und Materialwerten Null wird (vgl. hierzu auch die kritische Prismenanzahl im Kapitel 4.1).

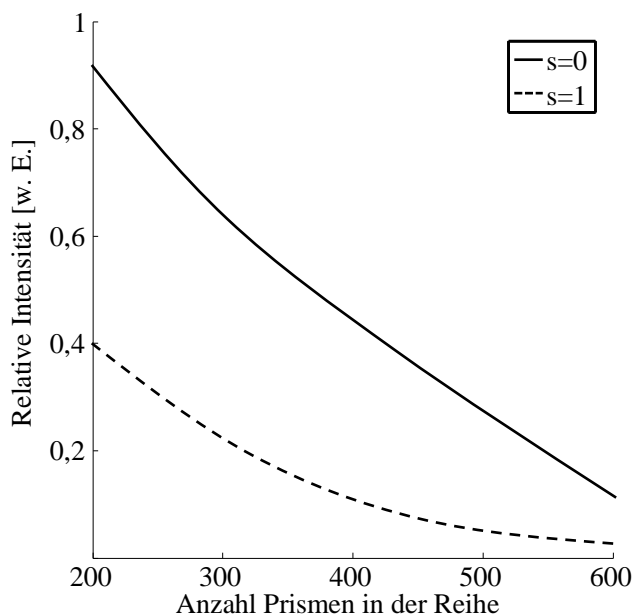


Abbildung 48: Intensität eines Strahles nach Durchlaufen einer Prismenreihe, der am höchsten möglichen Punkt ( $s=1$ ) oder am niedrigsten möglichen Punkt ( $s=0$ ) in die Reihe eingetreten ist in Abhängigkeit von der Anzahl Prismen der Reihe

Die in Abbildung 47 und Abbildung 48 angezeigten Intensitäten müssen für eine dreidimensionale Linse gegenüber diesem zweidimensionalen Modell noch insofern korrigiert werden, dass bei der spiralförmig gewickelten Linse die anteilige Eintrittsapertur mit steigendem Abstand von der



optischen Achse mit dem größeren Umfang der jeweiligen Folienlage stärker zunimmt. Damit ist die Transmission größer als im zweidimensionalen Modell erwartet. Abbildung 49 zeigt diesen Einfluss für eine Hälfte der simulierten Linse: Im linken Bild sieht man wie für die ebene Anordnung die Intensität von Strahlen nach durchlaufen der Prismenanordnung über einen ansteigenden Abstand zur optischen Achse (und damit anwachsenden Prismenzahl) abnimmt. Beim maximalen Linsenradius im verwendeten Modell von 400  $\mu\text{m}$  ist die Intensität eines Strahles gegenüber seiner Eintrittsintensität auf etwa 15 % abgefallen. Im rechten Bild ist der Einfluss einer Rotation auf dieses Modell um die optische Achse gezeigt: Die Intensität der Strahlen hinter der Linse steigt bis etwa dem halben Linsenradius an, da hier die Umfangszunahme die Absorption kompensiert.

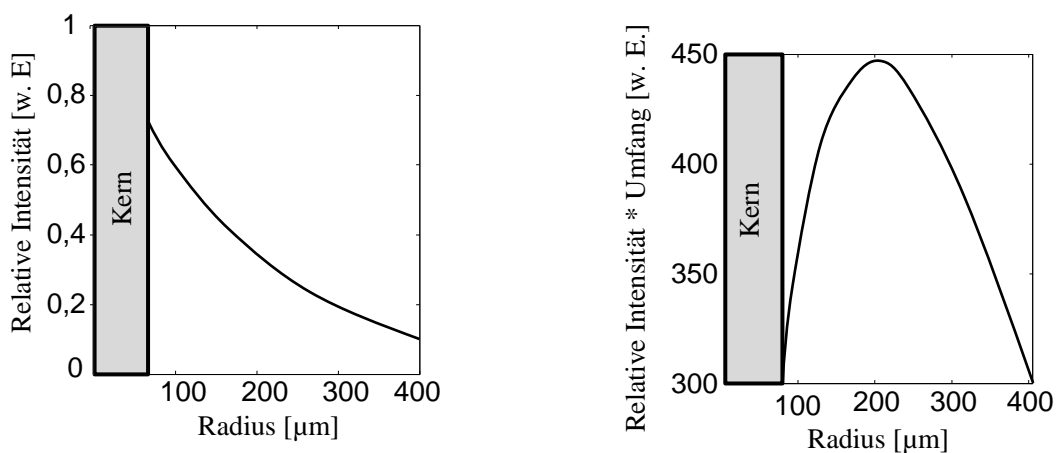


Abbildung 49: Simulierte Linse – Relative Intensität über dem Radius bei einem zweidimensionalen Modell (links) und Intensitätsänderung durch Wickeln der Struktur (rechts)

### 4.3 Simulationsergebnisse Zemax

Die Simulation der Rolllinsen erfolgte mit dem kommerziell erhältlichen Strahlverfolgungsprogramm (engl. „Raytracer“) der Firma Radiant Zemax<sup>®</sup>. Dieses Programm bietet die Möglichkeit, selbst definierte Strukturen, die durch ihre Oberflächen beschrieben werden, Lichtstrahlen beliebiger Wellenlänge auszusetzen und die Brechung, Reflexion und Absorption der Strahlen nachzuvollziehen.

Auf die optischen Eigenschaften einer Rolllinse haben viele Größen Einfluss. Zum Beispiel das Spektrum einer polychromatischen Quelle, Abweichungen der Quellposition von ihrer Sollposition, Fehlausrichtungen der Linse oder auch durch Abweichungen von der Idealgeometrie innerhalb der Linse. Im Experiment überlagern sich diese verschiedenen Einflussparameter und es ist nur schwer möglich die eigentliche Ursache für eine mangelnde optische Qualität der Linse

zu bestimmen. Die Simulation einer ganzen Rolllinse ermöglicht es, die Auswirkungen dieser Größen auf die Leistungsfähigkeit der Linsen getrennt voneinander zu untersuchen. Die Ergebnisse der Simulation werden dann verwendet, um die Struktur der Linsen so anzupassen, dass die Auswirkungen dieser Abweichungen minimal werden.

Um die Linse simulieren zu können, ist es notwendig, die Oberfläche einer Rolllinse zu modellieren. Die geschlossene analytische Beschreibung eines brechenden Elementes ist durch die Überlagerung mehrerer einzelner Oberflächen möglich. Abbildung 50 zeigt die Visualisierung eines solchen einzelnen brechenden Elements bestehend aus der Folienußenseite, den beiden Seitenwänden des Prismas und den Oberflächen, welche die Innenseite der Deckfolie bildet.

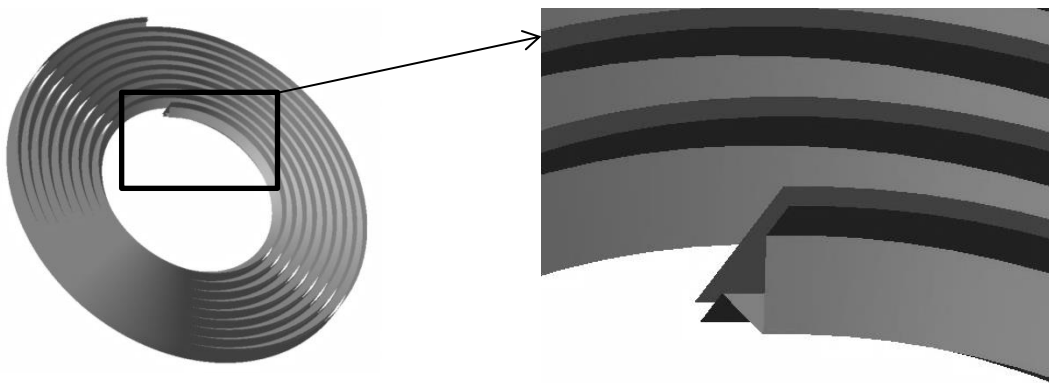


Abbildung 50: Visualisierung einer gerollten Folie mit nur einem einzelnen Prisma mit Detailvergrößerung

Die einzelnen Flächen entstehen durch Überlagerung einer archimedischen Spirale mit einer Zylinder- beziehungsweise Kegeloberfläche. Die einzelnen Oberflächen sind hierbei jeweils zwischen zwei Koordinatenpunkten entlang der optischen Achse definiert (siehe Abbildung 51).

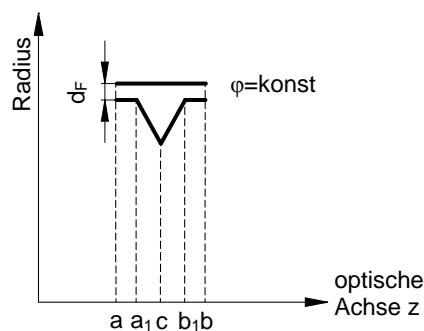


Abbildung 51: Koordinatenbereiche zur analytischen Beschreibung eines brechenden Elementes

Ein Punkt  $d$  der Oberfläche auf einer Prismenseitenfläche oder auf der Folie ergibt sich als Funktion des Umdrehungswinkels  $\varphi$  und der Koordinatenachse  $z$  zu:

$$\text{Folienhinterseite: } d(\varphi, z) = \begin{bmatrix} r_F(\varphi, z) \cos(\varphi) \\ r_F(\varphi, z) \sin(\varphi) \\ z \end{bmatrix} \text{ wobei } z \in [a, b],$$

$$\text{Folienvorderseite: } d(\varphi, z) = \begin{bmatrix} r_F(\varphi, z) \cos(\varphi) \\ r_F(\varphi, z) \sin(\varphi) \\ z \end{bmatrix} \text{ wobei } z \in [a, a_1] \text{ und } [b_1, b]$$

$$\text{Prismenseiten: } d(\varphi, z) = \begin{bmatrix} r_P(\varphi, z) \cos(\varphi) \\ r_P(\varphi, z) \sin(\varphi) \\ z \end{bmatrix} \text{ wobei } z \in [a_1, c] \text{ und } [c, b_1]$$

mit

$$r_P(\varphi, z) = r_{\text{Kern}} + \tan\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\delta_{\text{Spitze}}}{2}\right) z + \frac{\varphi}{2\pi} \left( d_F + \tan\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\delta_{\text{Spitze}}}{2}\right) \frac{g_{\text{Prisma}}}{2} \right) \quad (4-4)$$

und

$$\begin{aligned} r_F(\varphi, z) = & r_{\text{offset}} \\ & + \tan\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\delta_{\text{Spitze}}}{2}\right) \frac{g_{\text{Prisma}}}{2} \\ & + \frac{\varphi}{2\pi} \left( d_F + \tan\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\delta_{\text{Spitze}}}{2}\right) \frac{g_{\text{Prisma}}}{2} \right) \end{aligned}$$

wobei

$$r_{\text{offset}} = r_{\text{Kern}} + d_F \text{ f\u00fcr die R\u00fcckseite der Folie und}$$

$$r_{\text{offset}} = r_{\text{Kern}} \text{ f\u00fcr die Vorderseite der Folie gilt.}$$

Mit diesem Modell ist eine Strahlverfolgung m\u00f6glich. Problematisch ist hierbei die eingeschr\u00e4nkte Effektivit\u00e4t der zur Verf\u00fcgung stehenden Algorithmen, was zu hohen Rechenzeiten f\u00fchrt. Aufgrund dessen wird im Allgemeinen wie im verwendeten Strahlverfolgungsprogramm auf eine analytische Darstellung verzichtet. Die Beschreibung der Linsenoberfl\u00e4che erfolgt dann durch eine sogenannte Parkettierung der tats\u00e4chlichen Oberfl\u00e4che. Dabei wird die Oberfl\u00e4che in Dreiecksfl\u00e4chen unterteilt. Die Algorithmen zur Schnittpunktberechnung mit Dreiecksfl\u00e4chen sind hocheffizient und erm\u00f6glichen eine vergleichsweise schnelle Berechnung. Die Beschreibung der Linsenoberfl\u00e4che durch Dreiecke ist nur eine N\u00e4herung, die sich jedoch f\u00fcr gen\u00fcgend feine Unterteilungen praktisch der realen Oberfl\u00e4che ann\u00e4hert. Diese feinen Unterteilungen bewirken jedoch wieder eine l\u00e4ngere Rechenzeit, da die Anzahl der Dreiecke f\u00fcr eine vollst\u00e4ndige Rolllinse sehr gro\u00df wird. Abbildung 52 zeigt die gerenderte Oberfl\u00e4che einer Dreiviertelumdrehung einer

Spirale eines Modelles für das Strahlverfolgungsprogramm. Bei der halben Umdrehung sind die für die nächste Wickellage hinzukommenden Prismen zu sehen.

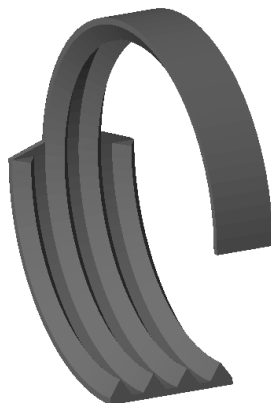


Abbildung 52: Gerenderte Oberfläche der ersten dreiviertel Wicklung einer Rolllinse

Als Simulationsmodell wurde eine Linse ausgewählt, die für einen Quellabstand von 12 m und einen Arbeitsabstand von 370 mm bei 8,04 keV entworfen wurde. Die maximale Folienbreite beträgt dann etwa 3 mm bei 800  $\mu\text{m}$  Durchmesser. Die Auswahl der relativ großen Quell- und Arbeitsabstände resultiert in einer Linse mit wenigen Prismen entlang der optischen Achse, was zu einer geringeren Analysezeit für die Strahlverfolgung führt. Die erwähnte Photonenenergie wurde aufgrund der Verwendbarkeit der Linsen an einer Röhre mit einer Kupferanode ausgewählt, welche eine charakteristische Linie bei 8,04 keV besitzt. Bei dieser Energie ist die Materialabsorption durch das verwendete Linsenmaterial noch relativ groß (vgl. Abbildung 46). Die Linsen sollten vor allem auf ihre Absorption bei dieser Wellenlänge untersucht werden. Die ausgewählten Parameter haben weiterhin den Vorteil, dass sie im Experiment an einer Synchrotronquelle gut nachgestellt werden können (vgl. Kapitel 5.2.1). Die Kontur der Linse wurde mittels des in Kapitel 3.2.1 beschriebenen Verfahrens berechnet. Zunächst wurde eine ideale Linse, das heißt eine Linse ohne Fehler in ihrer inneren Struktur, simuliert. Abbildung 53 zeigt die Intensität über dem Abstand zwischen Detektor und Linsenaustrittsapertur. Die dargestellte Intensität ist die Intensität, die in einem Detektorpixel mit 4  $\mu\text{m}$  x 4  $\mu\text{m}$  Abmessung exakt auf der optischen Achse ermittelt wurde.

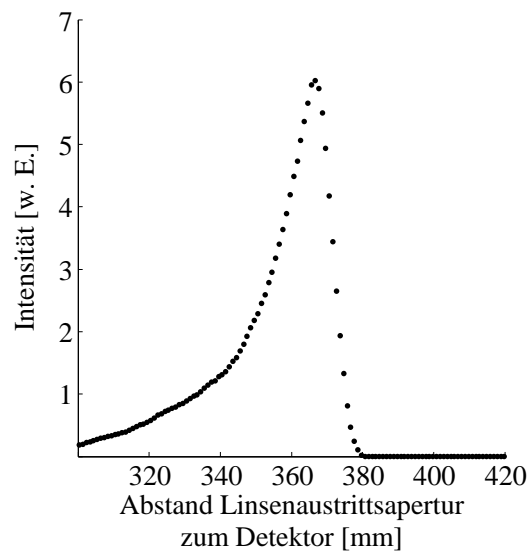


Abbildung 53: Simulierte Linse – Fokusintensität entlang der optischen Achse

Als Detektor dient in der Strahlverfolgung eine Ebene, die ähnlich wie ein realer Detektor in Pixel eingeteilt ist. Der Schnittpunkt der einzelnen Strahlen mit der Detektorebene wird berechnet und die jeweilige Intensität in den Pixeln aufsummiert. Für die Auswertung wurde eine Pixelgröße von  $4\ \mu\text{m} \times 4\ \mu\text{m}$  verwendet. Hierdurch ist es möglich, den minimalen Fokusbereich gut darzustellen und eventuelle Artefakte, die aus einer zu geringen Anzahl von berechneten Strahlen resultieren könnten, zu unterdrücken.

Die simulierte Halbwertsbreite (Full-Width-Half-Maximum, FWHM) des Fokus für unterschiedliche Detektorabstände ist in Abbildung 54 gezeigt. Aufgrund der nahezu symmetrischen Struktur der Optik und der als punktförmig angenommenen Quelle verlaufen die Halbwertsbreiten in horizontaler und vertikaler Richtung annähernd gleichwertig.

Die Halbwertsbreite des Fokusbereichs erreicht ihre minimale Abmessung fast an der Sollposition des Fokus und beträgt etwa  $20\ \mu\text{m}$ . Der gewünschte Arbeitsabstand von  $370\ \text{mm}$  wird um etwa  $3\ \text{mm}$  überschritten. Der Grund für diese Überschreitung liegt in der spiralförmigen Aufbau der Linse: Die Anzahl der Prismen zum jeweiligen Abstand der Folie von der optischen Achse kann nur näherungsweise und nur in diskreten Schritten von einem Prisma geändert werden. Wird die gleiche Simulation mit konzentrischen, innen mit Prismen strukturierten Zylindern durchgeführt, liegt der Fokus näher an der gewünschten Position.

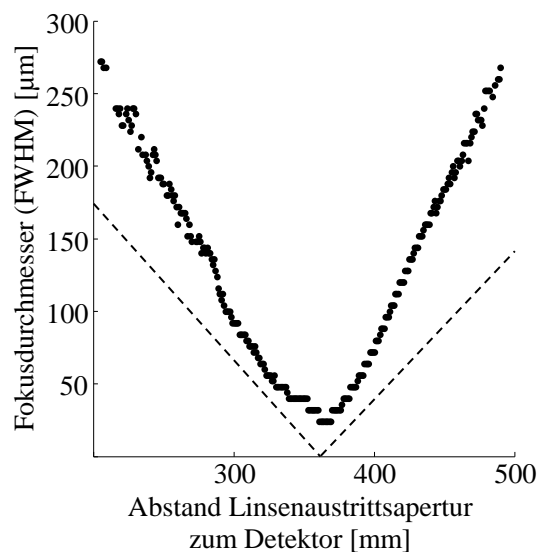


Abbildung 54: Simulierte Linse - Halbwertsbreite über zunehmendem Abstand zwischen Linsenausgangsblende und Detektorebene (Punkte) und sich aus der Geometrie der Linse ergebende Einhüllende (gestrichelt)

Entlang der optischen Achse steigt die Halbwertsbreite des Fokus sehr langsam an. Dies ist zum einen auf den relativ großen Arbeitsabstand im Vergleich zur Linsenapertur zurückzuführen: Bei gegebener Apertur ist die Schärfentiefe entlang der optischen Achse proportional zum Arbeitsabstand. Dies wird auch am Vergleich des Verlaufes der Halbwertsbreite mit der sich aus der Geometrie ergebenden Einhüllenden des Strahlkegels deutlich (siehe Abbildung 54 gestrichelte Linie). Zum anderen haben die einzelnen Prismen aufgrund ihrer ebenen Seitenflächen keine fokussierenden Eigenschaften. In Abbildung 55 sind simulierte Intensitätsverteilungen in der Detektorebene für ansteigenden Abstand zwischen Linsenausgangsblende und Detektorebene gezeigt.

In Abbildung 55 links oben ist die Struktur der Rolllinse erkennbar. Die Absorption der Folienlagen nimmt mit größer werdendem Abstand zur optischen Achse aufgrund der höheren Anzahl Prismen zu: Die Bereiche mit höherem Abstand erscheinen dunkler. Des Weiteren ist der Schatten des Wickelkerns in der Mitte der Struktur zu erkennen. Am äußeren Rand sieht man zunächst einen dunklen Rand, den Schatten der Linse. Ganz außen ist in einem kreisförmigen Bereich das Licht zu erkennen, das an der Linse vorbei auf den Detektor trifft. Auf einer Vergrößerung eines Ausschnittes dieses Bildes (siehe Abbildung 56) erkennt man weiterhin die einzelnen Lagen der Rolllinse: die absorbierende Trägerfolie bildet ein spiralförmiges Muster auf dem Detektor.

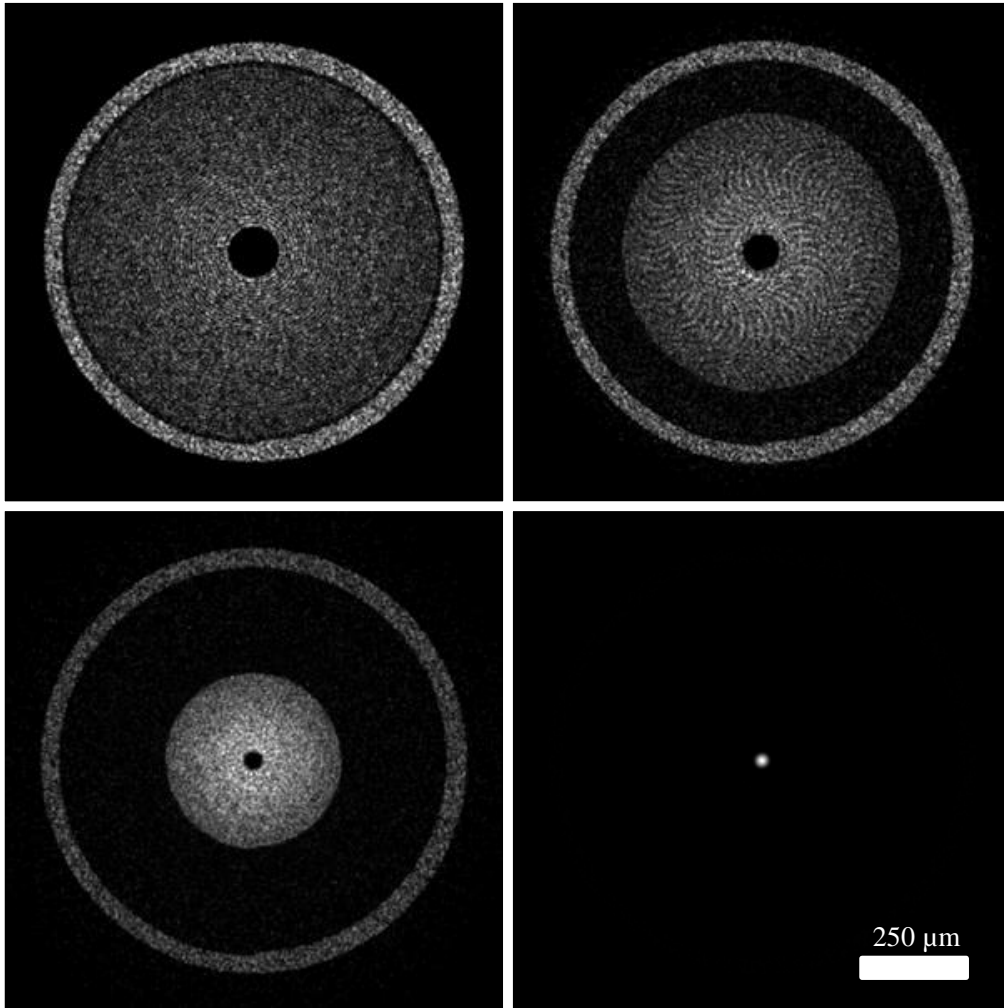


Abbildung 55: Simulierte Linse - Detektorbild für ansteigenden Abstand zwischen Linsenaustrittsapertur und Detektorebene: von links oben nach rechts unten 10 mm, 100 mm, 200 mm und 370 mm (der Kontrast der einzelnen Bilder wurde normiert)

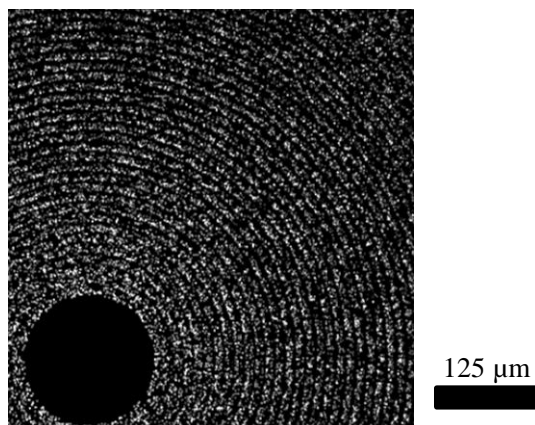


Abbildung 56: Simulierte Linse - Vergrößerung des Detektorbildes einer Rolllinse, wobei der Detektor direkt hinter der Linse steht

Mit zunehmendem Abstand des Detektors von der Linsenausstrittsapertur (Abbildung 55 rechts oben und links unten) zieht sich der Strahlkegel immer weiter zusammen und der Schattenbereich des Kernes wird immer kleiner, bis schließlich im eigentlichen Arbeitspunkt (Abbildung 55 rechts unten) der Fokus mit deutlich höherer Intensität zu sehen ist.

Eine genauere Untersuchung der Form des Fokus für unterschiedliche Abstände zwischen Linsenausstrittsapertur und Detektor zeigt, dass die Form des Fokus von der ideal runden Form abweicht. Dies ist auf die Wickelstruktur zurückzuführen: Die Anzahl Prismen über dem Abstand zur optischen Achse ändert sich nicht sprunghaft, wie es bei konzentrischen, auf ihrer Innenseite mit Prismen strukturierten Röhren der Fall wäre, sondern kontinuierlich.

Der Effekt wird vor allem deutlich, wenn das Detektorbild in einem Abstand betrachtet wird, der größer ist als der Arbeitsabstand der Linse, also im konkreten Beispiel größer als 370 mm (vgl. Abbildung 53). Abbildung 57 zeigt einen Ausschnitt aus der Mitte des Detektorbildes bei 380 mm. Der Fokus spaltet sich in zwei gegenüberliegende Bereiche auf. Dadurch entstehen auch noch hinter der eigentlichen Fokusposition Bereiche in denen die aufsummierte Intensität in einem Pixel in der Nähe der optischen Achse höher sind. Die Intensität in diesen Bereichen ist jedoch niedriger als die aufsummierte Intensität in einem Pixel auf der optischen Achse im eigentlichen Fokus.

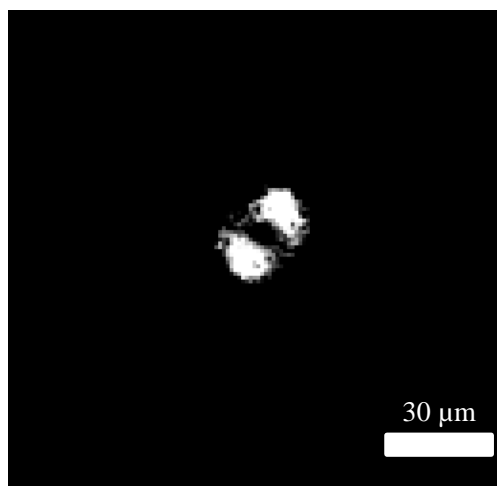


Abbildung 57: Simulierte Linse - Detailvergrößerung simuliertes Detektorbild bei 380 mm Abstand zwischen Linsenausstrittsapertur und Detektor. Die Lage der Intensitätsspitzen ( $45^\circ$ ) kommt durch die Anordnung des Modells im Simulationsprogramm zustande. Sie kennzeichnet die Stellen, an denen die Anzahl Prismen in einer Wicklung zunehmen.

Die Strahlen werden nicht nur auf die optische Achse fokussiert, sondern nach dem eigentlichen Fokus entsteht ein Ring, der an zwei Positionen höhere Intensität besitzt als der Rest des Ringes. Abbildung 58 zeigt die aufsummierte Intensität auf einem größeren Detektionsbereich der mehre-



re Pixel umfasst im Gegensatz zu Abbildung 53, bei der nur die aufsummierte Intensität direkt im Pixel auf der optischen Achse aufgetragen ist.

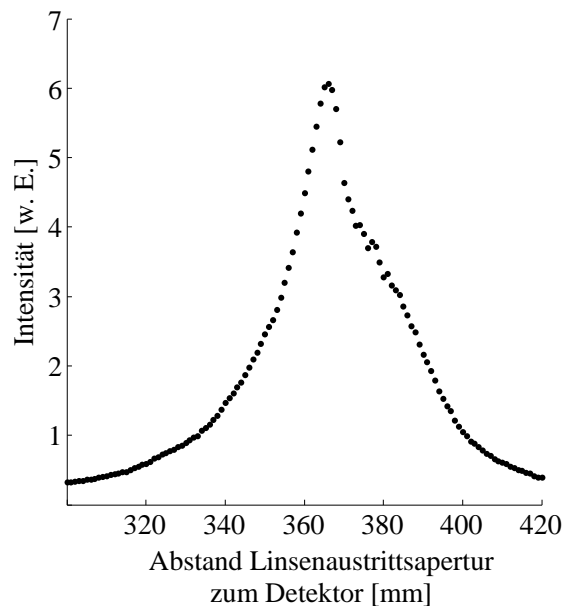


Abbildung 58: Simulierte Linse – Fokusverhalten bei größerem registrierenden Pixelbereich auf der optischen Achse

Die in Kapitel 3.1 erwähnte Folienform für Optiken, die eine definierte Fläche gleichmäßig ausleuchten, wurde ebenfalls simuliert. Abbildung 59 zeigt das Ergebnis einer Simulation mit der selbstgeschriebenen Strahlverfolgungssoftware für eine Kondensoroptik für die Vollfeldmikroskopie an einer Synchrotron-Strahlungsquelle, die bei 30 keV bei 2,5 m Fokusabstand einen Bereich von 100  $\mu\text{m}$ , 50  $\mu\text{m}$  beziehungsweise 20  $\mu\text{m}$  beleuchten sollen. Von links nach rechts sind die Strahltaillen für die Linsen zu sehen. Die Simulation wurde mit Hilfe eines zweidimensionalen Modells der Optik durchgeführt. Ersichtlich ist, dass die gewünschten Arbeitsabstände von 2,5 m etwas überschritten, die gewünschten Fokusdurchmesser jedoch gut erreicht werden. Die Überschreitung kommt bei diesem sehr großen Arbeitsabstand vorwiegend durch die diskrete Anzahl Prismen zustande: Ein Prisma mehr bewirkt schon eine Verschiebung des Fokus zu kleineren Arbeitsabständen. Das Entwurfsprogramm wählt immer die Anzahl brechender Elemente für einen Abstand zur optischen Achse, die den gewünschten Arbeitsabstand gerade nicht unterschreitet und somit womöglich überschreitet. Die Helligkeitsvariationen im beleuchteten Bereich entstehen durch eine durch die Rechenzeit begrenzte Anzahl Strahlen.

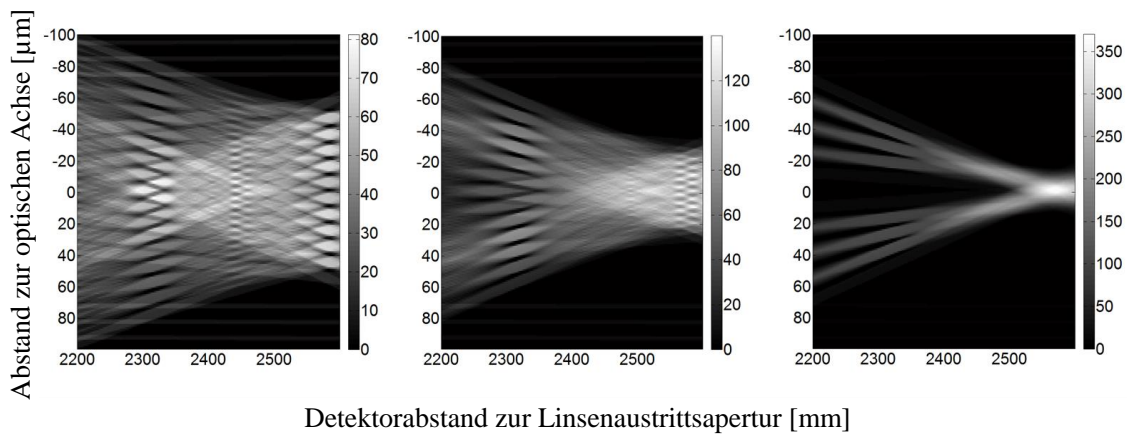


Abbildung 59: Simulierte Linse - Strahltaillen von Kondensor-Rolllinsen im Vergleich: 100  $\mu\text{m}$ , 50  $\mu\text{m}$  und 10  $\mu\text{m}$  beleuchtete Fläche

### 4.3.1 Simulation des Einflusses der Eingangsapertur

Lichtstrahlen, die unterschiedliche Bereiche der Eingangsapertur einer Rolllinse treffen, werden unterschiedlich effektiv in den Fokus gebündelt. In der Linsenmitte absorbiert der Wickelkern alles Licht, weiter außen folgt ein hochtransparenter Bereich mit wenigen Prismen und zum äußeren Rand der Linse nehmen Absorption und Abschattungseffekte mit steigender Prismenanzahl stark zu, wobei durch den größeren Umfang der äußeren Folienlagen die steigende Absorption kompensiert werden kann (siehe Kapitel 4.1). Um den Beitrag der einzelnen Linsenbereiche zum eigentlichen Fokus auf dem Detektor zu untersuchen, wurde die in Abbildung 60 gezeigte prinzipielle Simulationsanordnung verwendet. Vor der Rolllinse befindet sich eine absorbierende Blende mit einer kreisförmigen Öffnung. Die Blendenöffnung wird in ihrem Durchmesser  $d_{\text{var}}$  variiert, wobei jedoch die Abstrahlcharakteristik der Quelle beibehalten wird. Als Quelle wurde eine Punktquelle im Abstand  $d_Q$  verwendet.

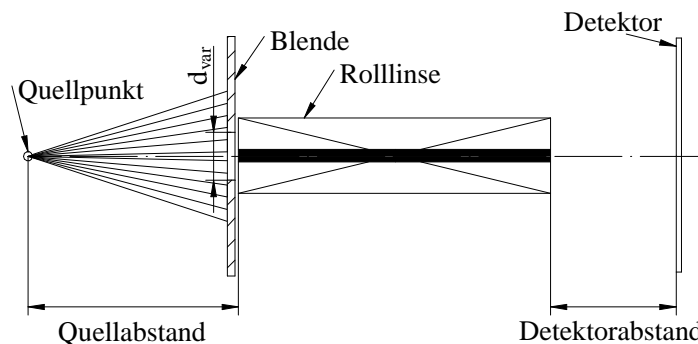


Abbildung 60: Prinzipielles Modell zur Simulation der Fokusintensitätsbeiträge in Abhängigkeit von dem Eintrittspunkt in die Eingangsapertur

Für unterschiedliche Durchmesser der Blendenöffnung  $d_{\text{var}}$  wurde nun jeweils die Simulation ausgeführt und die Intensität auf der optischen Achse auf dem Detektor bei einer Pixelgröße von  $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$  für unterschiedliche Detektorabstände  $d_{\text{T}}$  ermittelt. Der Durchmesser der Blendenöffnung  $d_{\text{var}}$  wurde hierbei etwa vom doppelten Kerndurchmesser bis etwas über den eigentlichen Durchmesser der Linse variiert. Die simulierte Linse wurde für einen Quellabstand  $d_{\text{Q}}$  von 12 m und einem Arbeitsabstand  $d_{\text{T}}$  von 370 mm bei einer Energie von 8,04 keV entworfen. Die dabei ermittelte Intensitätsvariation ist in Abbildung 61 zu sehen.

Zum einen ist zu erkennen, dass bei Abnahme der Größe der Eingangsapertur die Intensität vergleichsweise gleichmäßig abfällt. Bei den äußeren Lagen sollte sich auch der Intensitätsbeitrag erhöhen, da die Eintrittsfläche größer wird. Dies ist nicht zu sehen, was bedeutet, dass die äußeren Lagen den zusätzlichen Flächengewinn durch Absorption kompensieren (vgl. Abbildung 49). Beim Vergleich mit Abbildung 55 ist dieser Effekt auch im linken oberen Detektorbild ersichtlich: der äußere Rand der Linse erscheint dunkler. Weiterhin kommt es beim letzten Vergrößerungsschritt der Blende zu keiner merklichen Steigerung der Intensität. Dies liegt jedoch daran, dass der Außendurchmesser der Linse mit  $920 \mu\text{m}$  nur leicht über den  $900 \mu\text{m}$  Durchmesser des letzten Blendendurchmessers liegt.

Bei den inneren Lagen kommt es zu einer Verschiebung der Fokusslage, was auf die gewickelte Struktur und die diskrete Anzahl Dreiecke zurückzuführen ist. Für einen geringen Abstand zur optischen Achse (für die inneren Lagen annähernd der Kernradius) besitzt ein zusätzliches Prisma eine zu große Brechkraft, um den gewünschten Fokusabstand zu erzielen und wird vom Entwurfs-Algorithmus verworfen. Für die weiter außen liegenden Reihen, wirkt sich dieser Effekt immer schwächer aus und die „benötigte“ Brechkraft wird besser durch die in dieser Höhe vorhandene Anzahl Prismen abgebildet.

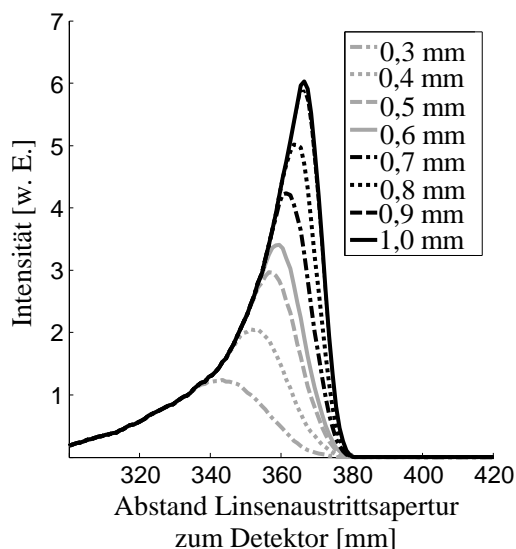


Abbildung 61: Spitzenintensität auf der optischen Achse in Abhängigkeit des Abstandes  $d_T$  für unterschiedliche Eingangsaperturen  $d_{var}$

### 4.3.2 Simulation des Einflusses der Photonenenergie

Um die Auswirkung einer polychromatischen Quelle näher zu untersuchen, wird die Simulationsanordnung mit einer Quelle realisiert, die Strahlung in verschiedenen Wellenlängen erzeugt. Abbildung 62 zeigt die Spitzenintensität auf der optischen Achse in einer Detektorfläche von  $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$  mit anwachsendem Abstand zwischen Linsenausstrittsapertur und Detektorebene für die Energien 8,04 keV, 9,9 keV und 12,4 keV. Die Linse wurde für einen Arbeitsabstand von 410 mm bei 8,04 keV entworfen. Bei höheren Photonenenergien sinkt die Brechkraft des Linsenmaterials und der Fokuspunkt verschiebt sich - wie erwartet - zu größeren Arbeitsabständen. Gleichzeitig steigt die Intensität des Spitzenwertes an. Dies ist mit der geringeren Materialabsorption bei höheren Energien zu erklären. Die Absorptionslänge von Polyimid bei 8,04 keV beträgt etwa  $1600 \mu\text{m}$ , bei 12,4 keV etwa  $4200 \mu\text{m}$  und ist somit bei der höheren Photonenenergie mehr als doppelt so groß. Die Intensitäten nehmen nicht im gleichen Maße zu, was auf zunehmende Abschattungseffekte in der Linse zurückzuführen ist: die Strahlen können nicht innerhalb der Prismenreihe gehalten werden. Diese Abschattungseffekte sind auch in Abbildung 62 indirekt zu sehen: Die Fußbreite des Intensitätsverlaufes bei 12,4 keV ist wesentlich breiter und weist auf Strahlen hin, die die Lagen nicht korrekt durchlaufen haben und unvollständig zur optischen Achse geleitet wurden. In diesem Effekt geht der Großteil der erwarteten Intensitätssteigerung verloren.

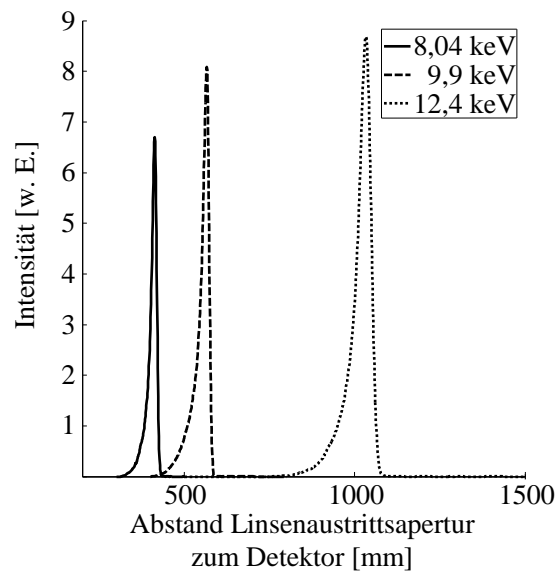


Abbildung 62: Intensität auf der optischen Achse für steigenden Abstand zwischen Linsenausstrittsapertur und Detektor für unterschiedliche Energien

### 4.3.3 Simulation des Einflusses der Quellposition

Um die Einsatzfähigkeit der Rolllinsen für unterschiedliche Quellabstände zu testen, wurde eine Linse, die für einen Quellabstand von 12 m und einem Arbeitsabstand von 410 mm entworfen wurde, bei einem Quellabstand von 1 m beziehungsweise 6 m simuliert. Abbildung 63 zeigt links die Abhängigkeit der Intensität auf der optischen Achse für steigenden Abstand zwischen Linsenausstrittsapertur und Detektorebene.

Die Linse bündelt für kürzere Quellabstände immer weniger Strahlen im Arbeitspunkt. Die Position des Arbeitspunktes verschiebt sich für 6 m Quellabstand auf 420 mm und für 1 m Quellabstand auf 650 mm wobei hier ein zweiter wesentlich schwächerer Fokus bei 1000 mm entsteht (siehe Abbildung 63 rechts). Dies ist ebenfalls auf Strahlen zurückzuführen, die nur teilweise innerhalb einer Lage im „erlaubten Bereich“ laufen (vgl. Kapitel 4.1), diesen dann verlassen und dann in einer Lage, die einen größeren Abstand zur optischen Achse besitzt, weitergeleitet werden. Durch den gleichen Effekt steigen die Halbwertsbreiten für kürzere Quellabstände an.

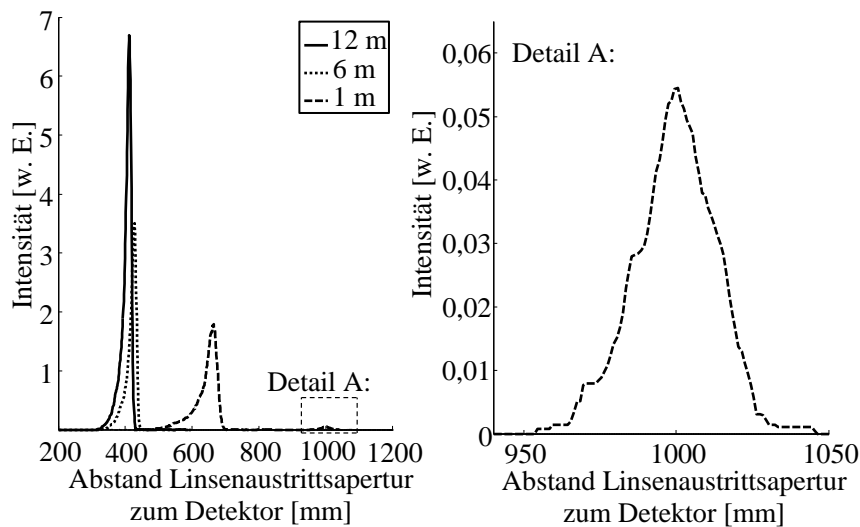


Abbildung 63: Abhängigkeit der Intensität auf der optischen Achse für Quellabstände von 1 m beziehungsweise 6 m bei einer Linse, die für 12 m Quellabstand entworfen worden ist

#### 4.3.4 Simulation des Einflusses der Linsenausrichtung

Die Abhängigkeit der Fokusqualität bezüglich der Genauigkeit der Linsenausrichtung im Strahl wurde simuliert, indem eine Linse im Strahl positioniert und in mehreren Simulationsdurchläufen jeweils um einen kleinen Winkel im Strahl verkippt wurde (siehe Abbildung 64). Der Fokus wurde dann durch Verfahren des Detektors entlang der optischen Achse für jede Winkelstellung charakterisiert. Als Quelle wurde eine 12 m entfernte Punktquelle verwendet. Die Linse wurde nur um die  $z$ -Achse verdreht.

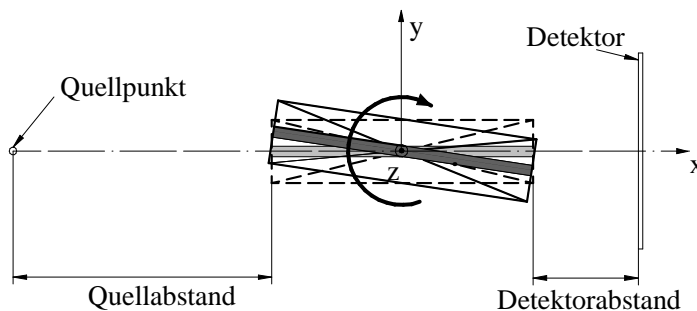


Abbildung 64: Prinzipielle Simulationsanordnung zur Ausrichtungssimulation

Abbildung 65 zeigt die Abhängigkeit der Spitzenintensität auf der optischen Achse auf dem Detektor für unterschiedliche Abstände  $d_T$  zur Austrittsapertur. Mit zunehmender Fehlstellung der Rolllinse nimmt die Intensität ab. Die Abnahme der Intensität im Fokus mit dem Verdrehwinkel ist nicht kontinuierlich: Bei kleineren Kippwinkeln werden zuerst die äußeren längeren Lagen der

Rolllinse abgeschattet und erst bei größeren Winkeln die inneren kürzeren Lagen. Bei einem Verdrehwinkel von ungefähr  $0,2^\circ$  fällt die Intensität im Fokus auf die Hälfte des ursprünglichen Wertes. Aus dieser Simulation ergibt sich die notwendige Winkelauflösung bei Ausrichtung der Linsen zu Winkeln kleiner  $0,1^\circ$ .

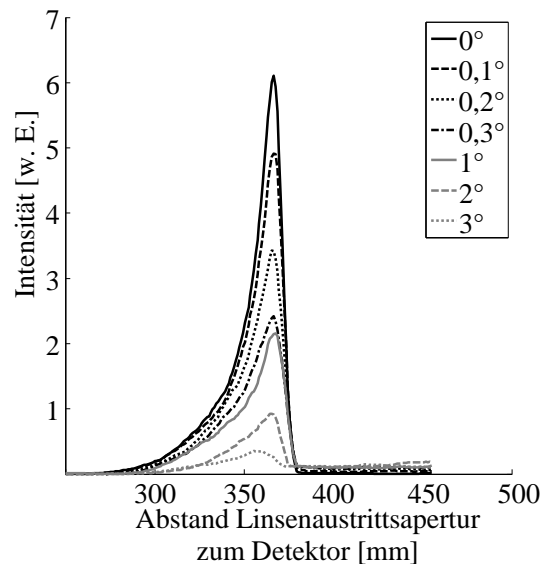


Abbildung 65: Spitzenintensität auf dem Detektor in Abhängigkeit des Abstandes der Austrittsapertur zum Detektor für unterschiedliche Rotationswinkel um die z-Achse

Auf dem Detektorbild entstehen horizontale Linien, die sich zunächst mit zunehmender Verkipfung der Linse verstärken und schließlich verschwinden. Die Herkunft dieser Streifen soll detaillierter untersucht werden. Hierzu wurden, wie in Abbildung 66 gezeigt, vor die Linse Blenden mit einer rechteckigen Öffnung einmal in horizontaler (z-Richtung) und einmal in vertikaler (y-Richtung) platziert und die Linse um  $2^\circ$  verkippt.

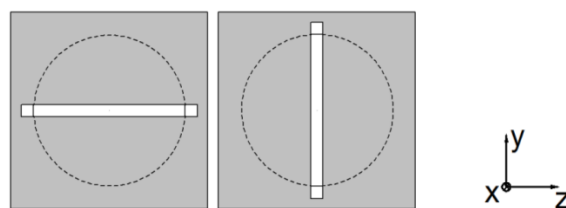


Abbildung 66: Richtung der horizontalen Schlitzenblende (links) und der vertikalen Schlitzenblende (rechts) vor der Linse

Bei einer Verkipfung von  $0^\circ$  sind die simulierten Beiträge mit horizontaler beziehungsweise vertikaler Schlitzenblende zur Fokusintensität gleich groß. Abbildung 67 zeigt die Intensitätsverteilung entlang der optischen Achse mit der vertikalen Schlitzenblende bei einer Linsenverkipfung von  $2^\circ$  um die z-Achse. Die Simulation mit der horizontalen Blende bei der gleichen Linsenverdrehung

erzeugt nur Streulicht auf dem Detektor. Bei einer Verkippung von  $2^\circ$  ist der Fokusintensitätsbeitrag der Folienabschnitte, die zur Drehachse nahezu parallel liegen, sehr gering, während der Beitrag der Folienabschnitte, die annähernd senkrecht zur Drehachse orientiert sind, wesentlich größer ist. Dies rührt daher, dass parallel zur Drehrichtung liegende Folienabschnitte bei einer zunehmenden Linsenverkippung durch die benachbarten Folienlagen immer weiter abgeschattet werden, während in der Drehebene liegende Folienabschnitte kaum Abschattung erfahren. Abbildung 68 zeigt das jeweilige Detektorbild.

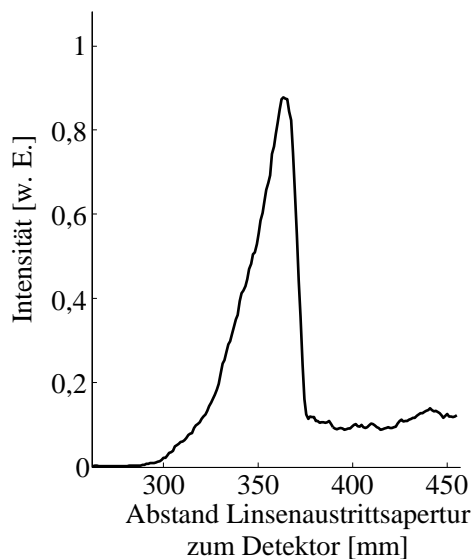


Abbildung 67: Simulation der Spitzenintensität auf dem Detektor in Abhängigkeit des Abstandes zur Austrittsapertur für eine Schlitzeblende in y-Richtung (vertikal) für eine Verkippung der Linse um  $2^\circ$



Abbildung 68: Simuliertes Detektorbild in der Fokusposition einer verkippten Linse mit vertikal (links) und horizontal (rechts) angeordneter Schlitzeblende (der Bildkontrast wurde normiert – die Intensität im linken Detektorbild ist um einen Faktor 60 größer als im rechten)



### 4.3.5 Simulation des Einflusses der Quellgröße

Die Rolllinse ist aufgrund ihrer Struktur nur geeignet einen bestimmten Bereich der Quelle abzubilden (siehe Kapitel 4.1). Diese Abhängigkeit wurde in einer Simulation überprüft. Die Linse wurde hierfür mit elliptischen Quellen unterschiedlicher Größe beleuchtet. Die Entwurfsparameter für die Linse betragen 12 m Quellabstand und 410 mm Arbeitsabstand bei 8,04 keV. Um die Intensitätswerte vergleichbar zu machen, wurde die auf dem Detektor gemessene Intensität jeweils durch die mittlere Intensität auf dem Detektor ohne Linse dividiert. Abbildung 69 zeigt im Vergleich zur Punktquelle die Intensitätsverläufe für Quellen mit runden Flächen mit Radien von 0,1 mm und 0,4 mm Ausdehnung sowie eine Punktquelle über dem Abstand zwischen Linsenaustrittsapertur und Detektorebene.

Die Punktquelle wird wesentlich besser abgebildet, als die ausgedehnten Flächen, weil die Linse nur einen Teil der jeweiligen Quellflächen abbilden kann. Desto größer die Quelle ist, desto geringer ist bei gleichbleibender Strahldichte der Lichtanteil, der durch die Linse abgebildet wird.

Des Weiteren wird für die größeren Quellflächen die Halbwertsbreite entlang der optischen Achse immer größer. Das liegt daran, dass Punkte, die auf der Quellfläche außerhalb des Punktes liegen für die die Prismenreihe entworfen worden ist, von der Linse wie Quellpunkte auf der optischen Achse abgebildet werden, die einen anderen Abstand zur Linse haben. Bei größer werdender Quellfläche nimmt die Anzahl dieser Punkte zu.

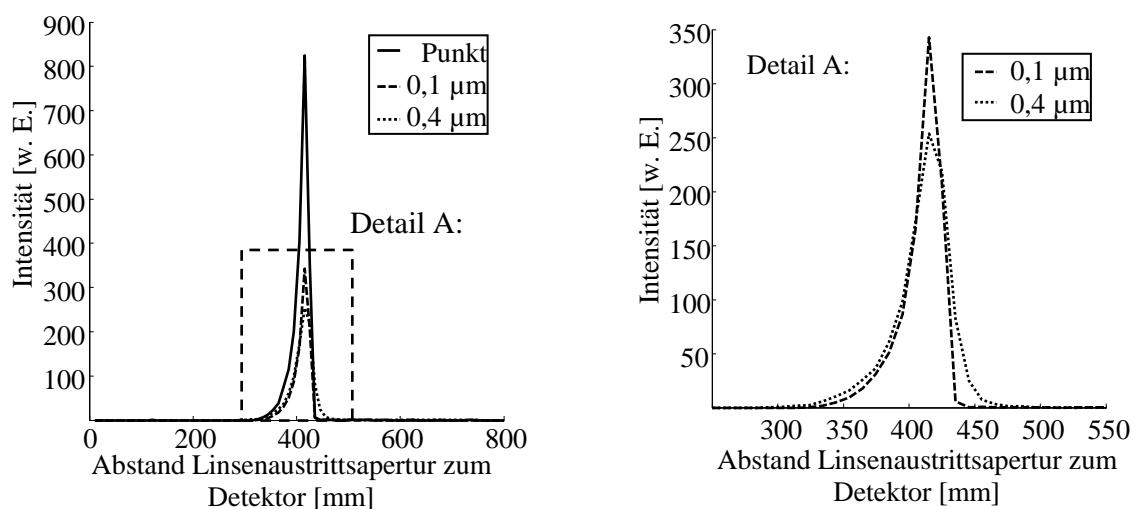


Abbildung 69: Einfluss der Quellgröße auf das Fokusverhalten der Rolllinse

Bei einer unsymmetrischen Quellfläche von 400 µm x 800 µm ist auf dem Detektorbild im Arbeitsabstand ein nicht runder Fokuspunkt zu sehen (siehe Abbildung 70).

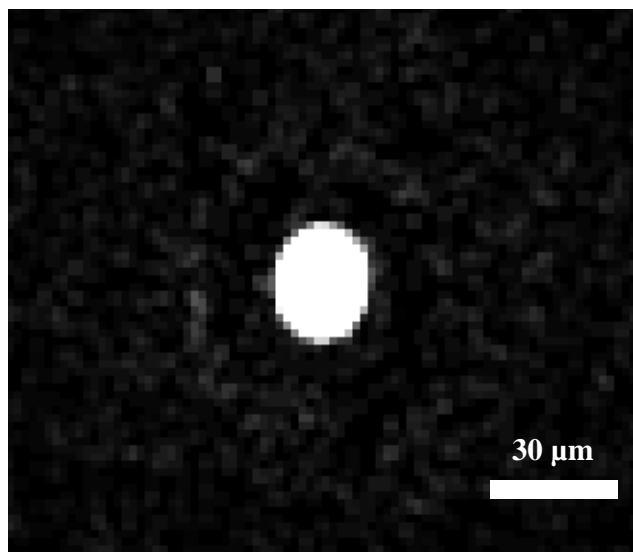


Abbildung 70: Simulierte Linse – Detektorbild im Arbeitsabstand für eine unsymmetrische Quelle mit  $400\ \mu\text{m} \times 800\ \mu\text{m}$

Die Halbwertsbreite des Fokus beträgt  $30\ \mu\text{m}$  vertikal zu  $24\ \mu\text{m}$  horizontal. Dieses Verhältnis ist wesentlich geringer als das Verhältnis der Quellflächendurchmesser, weil die Quelle in keiner der beiden Richtungen voll von der Linse erfasst wird.

Das Verhalten der Linse, bei einer ausgedehnten Quellfläche nur einen Teil der Quelle abzubilden, soll nun weiter an einer einzelnen Prismenreihe untersucht werden. Hierzu wird ein Röhrenaufbau betrachtet und eine einzelne Prismenreihe, welche im Modell aus einer vollständigen Linse herausgeschnitten ist. Der Quellabstand beträgt in diesem Aufbau  $140\ \text{mm}$  und der Fokusabstand soll bei einer Photonenenergie von  $8,04\ \text{keV}$  bei  $226\ \text{mm}$  liegen. Die zu untersuchende Prismenreihe befindet sich  $230\ \mu\text{m}$  über der optischen Achse und besteht aus 405 Prismen.

Zunächst wurde die erste Prismenseitenfläche von einem einzelnen auf der optischen Achse sitzenden Quellpunkt beleuchtet. Abbildung 71 links zeigt die Intensität der Strahlen für die unterschiedlichen Auftreffpunkte (siehe Abbildung 71 rechts). Zu erkennen ist, dass nicht alle Strahlen, die in die Reihe eintreten durch die Reihe transmittiert werden, sondern nur diejenigen, die zwischen den Auftreffpunkten 5-9 liegen (Abschattungseffekt der Reihe).

Des Weiteren ist ersichtlich, dass sich aufgrund der unterschiedlichen Lage des Auftreffpunktes auf der ersten Prismenseitenfläche schon eine Ausdehnung des Fokuspunktes entlang der optischen Achse ergibt. Im behandelten Fall erstreckt sich diese über etwa  $10\ \text{mm}$ . Die Intensitäten unterscheiden sich hierbei zwischen den Strahlen, die in die Reihe am höchst möglichen noch abgebildeten Punkt (Punkt 5), und in die Reihe an der Spitze (Punkt 9) eingetreten sind um  $50\ \%$ .

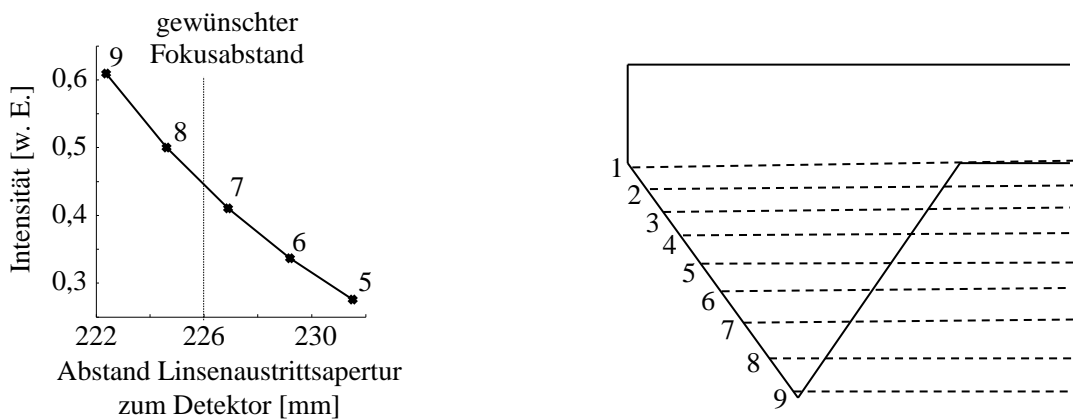


Abbildung 71: Intensität der Strahlen über dem Auftreffpunkt auf der optischen Achse für Strahlen, die erfolgreich durch die Reihe transmittiert wurden (links) und Auftreffpunkte auf die erste Prismenseitenfläche (rechts)

In einer zweiten Simulation wurden mehrere Punkte auf der Eintrittsfläche nicht von einem Quellpunkt, sondern von verschiedenen Punkten auf der Quellfläche beleuchtet.

Die Quellfläche hat dabei eine Ausdehnung von 1 mm. Bei 1000 Positionen auf der Quellfläche befindet sich somit alle 1  $\mu\text{m}$  ein Quellpunkt. Hierbei bedeutet eine größere Positionsnummer auf dem Prisma („Prismenpunktnummer“), dass der Strahl immer näher an der Prismenspitze auftrifft und eine größere Positionsnummer auf der Quellfläche („Quellpunktnummer“), dass der Strahl von weiter unten auf der Quellfläche stammt (vgl. Abbildung 72). Auf der Eintrittsfläche der Reihe wurden 100 Auftreffpunkte in gleichmäßigen Abstand zueinander angeordnet.

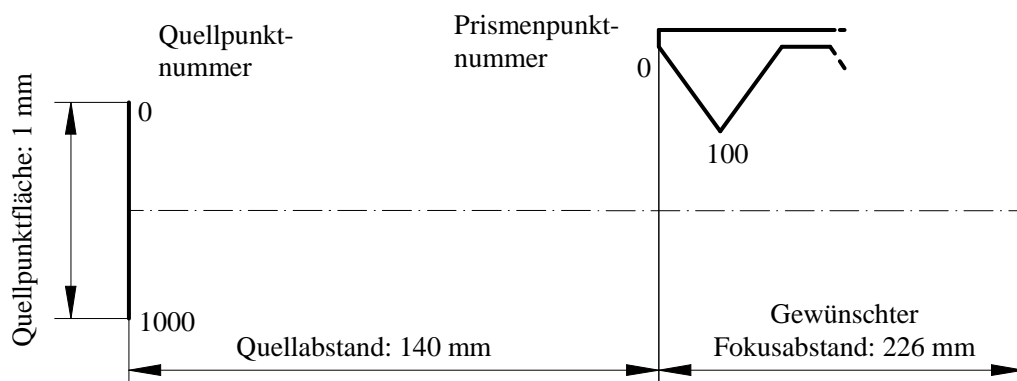


Abbildung 72: Skizze zur Anordnung in der simulierten Prismenreihe

Abbildung 73 zeigt die Intensität der Strahlen in Abhängigkeit der Herkunft auf der Quellfläche (Quellpunktnummer) und ihres Auftreffpunktes auf die erste Prismenseitenfläche der Prismenreihe (Prismenpunktnummer) für eine nicht-gequetschte (links) und eine um 20 % der Prismenhöhe gequetschte Reihe (rechts). Als „gequetschte Reihe“ wird hier eine Prismenreihe bezeichnet, deren Höhe auf Grund von rillenförmigen Vertiefungen auf der Folienrückseite geringer als die

berechnete Höhe ist (vgl. hierzu Kapitel 3.2.1). Im Diagramm wurden nur Strahlen berücksichtigt, welche die Prismenreihe erfolgreich durchlaufen haben.

Für die kleinen Prismenpunktnummern (oberer Auftreffpunkt auf der ersten Prismenfläche) ist zum einen die gesteigerte Absorption an der dunkleren Farbe zu erkennen. Des Weiteren ist der „abgebildete“ Bereich der Quellfläche erstens kleiner und zweitens weiter „oben“ auf der Quellfläche. Mit Auftreffpunkten weiter unten auf der Eintrittsfläche verschiebt sich der abgebildete Bereich weiter nach unten und er wird größer.

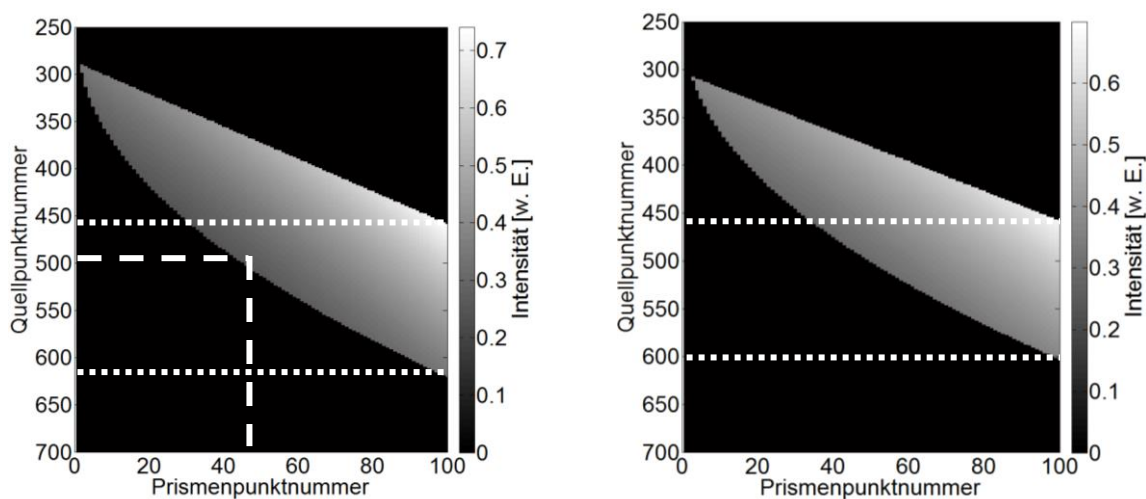


Abbildung 73: Intensität transmittierter Strahlen in Abhängigkeit ihres Ursprunges auf der Quellfläche und ihres Auftreffpunktes auf der ersten Prismenfläche bei einer nicht-gequetschten Prismenreihe links und einer um 20 % gequetschten Prismenreihe rechts.

Die maximale Intensität transmittierter Strahlen liegt bei der nicht-gequetschten Reihe etwas über der einer gequetschten Reihe. Die maximale Breite des abgebildeten Bereiches (Bereich zwischen den gepunkteten Linien in Abbildung 73) ist bei der gequetschten Reihe kleiner.

Für einen Quellpunkt exakt auf der optischen Achse (Quellpunktnummer 500 siehe Abbildung 73 links gestrichelte Linie) sieht man das aus Abbildung 71 links bekannte Verhalten: die Reihe transmittiert erst ab etwa 45 % der Prismenhöhe.

In der nächsten Simulation sollte die Abhängigkeit des Auftreffpunktes auf der optischen Achse für mehrere verschiedene Positionen auf der Quellfläche untersucht werden (im Gegensatz zur Simulation in Abbildung 71, bei der von einem Quellpunkt auf der optischen Achse die Eintrittsfläche beleuchtet wurde).

Abbildung 74 zeigt die Intensität über der Auftreffposition auf der optischen Achse für die einzelnen Strahlen einer nicht-gequetschten Reihe (links) und für eine um 20 % gequetschte Pris-

menreihe rechts. Hierbei wurden vier Punkte auf der Eintrittsfläche von jeweils 1000 Punkten auf der Quellfläche aus angestrahlt.

In Richtung des durchgezogenen Pfeiles im linken Bild befindet sich der Auftreffpunkt der Strahlen bei kleineren Prismenpunktnummern (das heißt er befindet sich weiter weg von der Spitze des Prismas). In Richtung des gekrümmten Pfeiles im rechten Bild stammt der Strahl von einem Punkt bei kleineren Quellpunktnummern (das heißt weiter oben auf der Quellfläche).

Man sieht, dass für einen Strahl, der weit unten auf das erste Prisma getroffen ist und von einem Punkt weit unten auf der Quellfläche stammt, ein Auftreffpunkt weit von der gewünschten Fokusposition (226 mm) entfernt gefunden wird (Punkt  $P_1$  in Abbildung 74 links bzw. rechts). Dieser Effekt ist bei der nicht-gequetschten Reihe stärker als bei der gequetschten. Für einen Auftreffpunkt der sich etwa auf halber Höhe der Prismenseitenwand befindet, wird die Fokusposition vergleichsweise gut getroffen.

Da das Modell der gequetschten Prismen eher die Realität beschreibt, ist davon auszugehen, dass der sich auszubildende Fokus näher an der Optik liegen wird als berechnet (Intensitätsaufsummation aller Kurven hat zur Folge, dass der Fokus bei etwa 180 mm statt den geforderten 226 mm liegt). Des Weiteren sollte es zu einer geringeren Tiefenschärfe des Fokus entlang der optischen Achse kommen (vgl. x-Achsen Abstand zwischen Punkt  $P_1$  und  $P_2$ ).

Es ist zu erkennen, dass die gequetschte Prismenreihe aufgrund ihrer reduzierten Höhe einen kleineren Winkelbereich akzeptiert und die transmittierten Strahlen an Intensität verlieren. In der Simulation ist der Winkelbereich zu größeren wie zu kleineren Winkeln eingeschränkt, aufgrund einer Verschiebung des Simulationsmodells in Richtung der optischen Achse. Die höchste Intensität haben die Strahlen, die unter dem flachsten Winkel möglichst nahe an der Spitze durch die Prismenreihe geleitet werden (vgl. Kapitel 4.2). Die maximale Intensität beträgt für den nicht-gequetschten Fall etwa 80 % und für den gequetschten Fall etwa 50 % der anfänglichen Intensität.

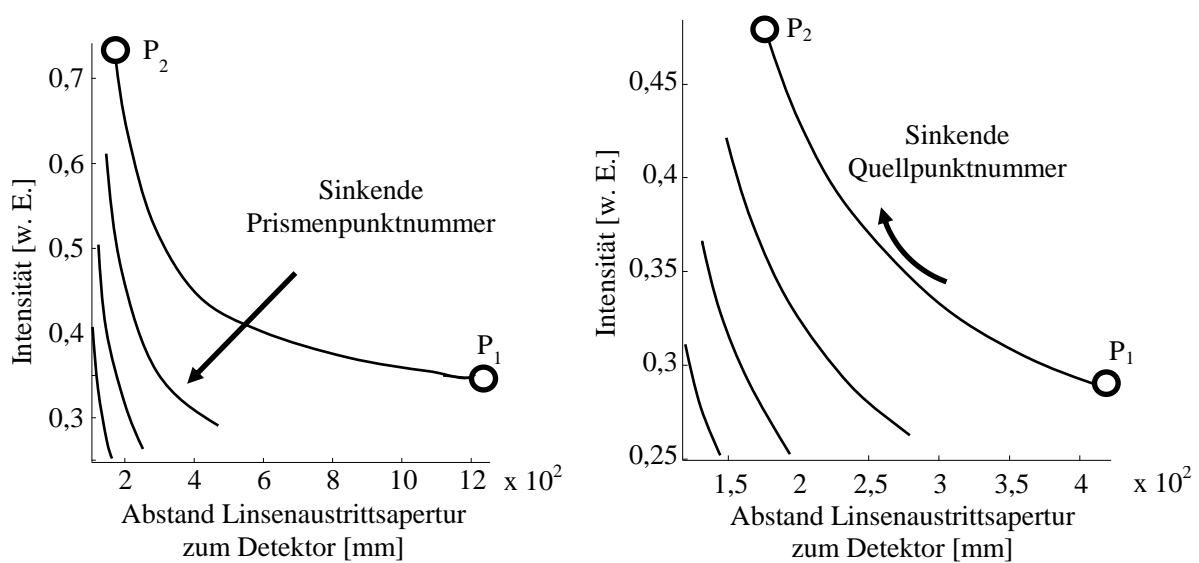


Abbildung 74: Intensität transmittierter Strahlen mit unterschiedlichen Eintrittswinkeln gegenüber ihrer Auftreffposition auf der optischen Achse bei einer nicht-gequetschten Reihe (links) und einer 20 % gequetschten Prismenreihe (rechts).

### 4.3.6 Simulation des Einflusses von Geometriefehlern

Von den möglichen Geometriefehlern soll der Einfluss der unebenen Folienrückseite (siehe Kapitel 3.1) genauer untersucht werden. Im Simulationsmodell wird nicht die reale unebene Folienrückseite dargestellt, sondern die Spitzen der Prismen abgeflacht, da beim Wickeln der Folie die Spitzen der Prismen in den Vertiefungen der Rückseite der nächstinneren Folienlage verschwinden und somit nicht mehr zur Funktion der Linse beitragen. Dieses Modell ließ sich mit erheblich weniger Aufwand realisieren als eines mit Vertiefungen in den Folienrückseiten. Abbildung 75 verdeutlicht das Prinzip: links ein Ausschnitt mehrerer „idealer“ Folienlagen und rechts das „eingedrückte“ Modell.

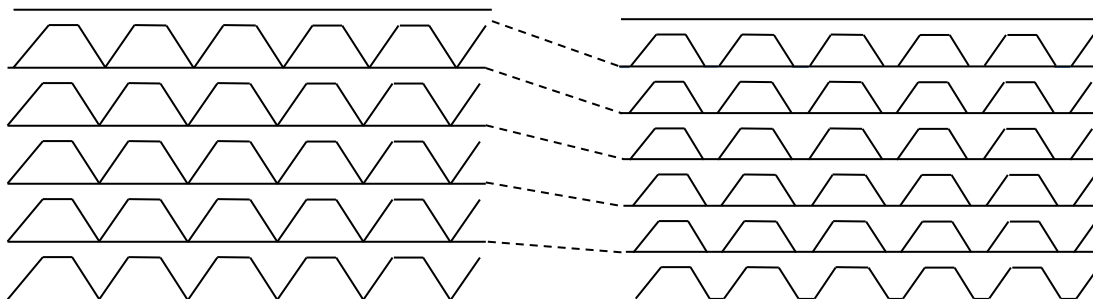


Abbildung 75: Modelle zur Simulation von „idealer“ (links) und „eingedrückter“ (rechts) Rolllinse

Der Effekt, dass die Prismenreihen durch die scheinbare Reduzierung der Prismenhöhe in Richtung der optischen Achse verschoben werden, ist deutlich erkennbar. Das Modell der eingedrückten Rolllinse besteht aus deutlich mehr Dreiecksflächen als das Modell der idealen Linse, was zu einer Steigerung der Rechenzeit für die Simulation führt. Durch das Einsinken der Prismenspitzen in die nächstinnere Folienrückseite vergrößert sich die Anzahl Prismen für einen gegebenen Abstand zur optischen Achse. Damit steigt die Brechkraft der Linse mit zunehmendem Abstand von der optischen Achse zu stark an, so dass der Fokusabstand für Licht aus den äußeren Folienlagen geringer ist als für die inneren Folienlagen. Dies muss beim Entwurf der Folienkontur berücksichtigt werden, indem die Stärke einer realen statt einer idealen Folienlage zur Berechnung der Folienkontur verwendet wird. Die Unwirksamkeit der Prismenspitzen kann dadurch nicht korrigiert werden, so dass die Gesamttransmission der Linse sinkt.

Um den Einfluss der Korrektur der Prismenanzahl für eine gequetschte Linse zu überprüfen, wurde einmal eine eingedrückte Linse ohne Korrektur und einmal eine Linse mit Korrektur simuliert. Abbildung 76 zeigt die Verläufe der Intensitäten auf der optischen Achse für das Modell einer idealen, einer gequetschten und einer gequetschten korrigierten Linse. Um die Modelle vergleichbar zu halten, wurde jeweils die Anzahl der Lagen konstant gehalten. Das Modell der eingedrückten Linse führt zu einem kürzeren Arbeitsabstand als das ideale Linsenmodell. Dies ist auf die zu hohe Brechkraft in einem Abstand zur optischen Achse in der Linse zurückzuführen.

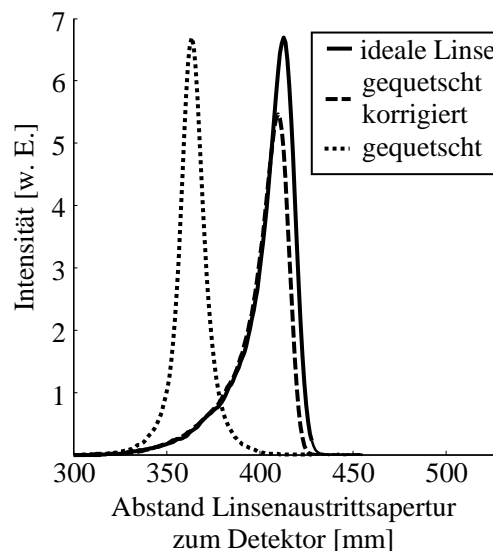


Abbildung 76: Intensitäten auf der optischen Achse für anwachsenden Abstand zwischen Linsenaustrittsapertur und Detektorebene für eine ideale, eine gequetschte und eine gequetschte korrigierte Rolllinse

Zunächst wird durch die Korrektur die Verschiebung des Arbeitspunktes in der gequetschten Linse erfolgreich korrigiert, so dass die ideale Linse und die korrigierte gequetschte Linse in etwa

denselben Arbeitsabstand besitzen. Die gequetschte nicht-korrigierte Linse hat einen wesentlich kürzeren Arbeitsabstand, was auf die Verschiebung der Prismen in Richtung der optischen Achse zurückzuführen ist. Beim Vergleich der Halbwertsbreite entlang der optischen Achse der drei Linsen ist zu sehen, dass die gequetschte nicht korrigierte Linse aufgrund des geringeren Arbeitsabstandes eine geringere Halbwertsbreite hat. Dies erklärt auch, warum die Fokusintensität die gleiche Höhe erreicht wie bei der idealen Linse: Für kürzere Arbeitsabstände lässt sich auf Grund der größeren Winkel der Strahlen zur optischen Achse eine bessere Fokussierung erreichen. Die Fokusintensität ist bei der gequetschten korrigierten Linse kleiner als bei der idealen Linse, da die hochtransparenten Bereiche der Prismenspitzen nicht mehr zur Fokusintensität beitragen.

In Abbildung 77 ist jeweils der simulierte Intensitätsverlauf senkrecht zur optischen Achse im Fokusabstand der jeweiligen Konfiguration dargestellt. Zwecks Glättung des Kurvenverlaufes wurde die Größe der Detektorpixel auf  $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$  herabgesetzt, weshalb sich die maximalen Intensitäten von Abbildung 77 und Abbildung 76 unterscheiden.

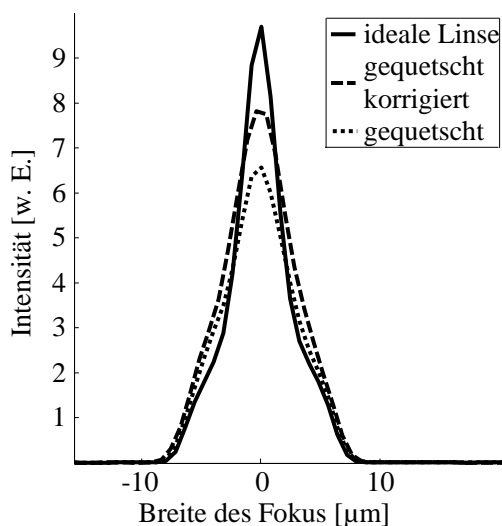


Abbildung 77: Intensitätsverlauf senkrecht zur optischen Achse im jeweiligen Fokusabstand für eine ideale, eine gequetschte und eine gequetschte korrigierte Linse (die Pixelgröße auf dem simulierten Detektor wurde zur Glättung der Kurve auf  $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$  Pixel herabgesetzt)



## 5 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der experimentellen Versuche dargestellt. Zunächst wird auf die Möglichkeiten zur Qualitätsüberprüfung von Rolllinsen eingegangen. Neben den röntgenbasierten Methoden ist es auch möglich vorab durch die Beobachtung des Wickelvorganges und eine anschließende mikroskopische Überprüfung die Qualität abzuschätzen. Die Ergebnisse der mikroskopischen sowie röntgenbasierten Methoden werden in Kapitel 5.1 vorgestellt. Die Linsen wurden für den Einsatz an Röntgenröhren entworfen. Nichts desto trotz lässt sich ihre Leistungsfähigkeit durch den Einsatz an einer Synchrotronquelle effektiv beurteilen. Die Ergebnisse an Röhren und Synchrotronquellen werden im Kapitel 5.2 dargestellt. Dort werden auch Ergebnisse aus Diffraktometrieversuchen an Röntgenröhren vorgestellt.

### 5.1 Qualitätsüberprüfung des Wickelvorganges

Die eigentliche Optik wird während des Wickelvorganges erzeugt. Damit die Linse die gewünschten optischen Eigenschaften erhält, muss sie gewisse Toleranzen in ihrem geometrischen Aufbau einhalten. Um die geometrischen Abweichungen durch den Wickelvorgang genauer zu untersuchen, wurden diverse Verfahren entwickelt. Diese werden in diesem Kapitel näher betrachtet.

#### 5.1.1 Mikroskopische Prüfung

Die mikroskopische Prüfung erfolgt während und nach dem Wickelvorgang. Während des Wickelvorganges kann ein eventuell auftretendes sogenanntes Verlaufen der Folie beobachtet werden, das im Allgemeinen nicht mehr korrigierbar ist und zu einer Zerstörung der Folie führt. Mit Verlaufen ist hierbei eine Abweichung im Winkel oder der Position der Mittellinie der strukturierten Folie von der Mittellinie des Förderbandes gemeint. Abbildung 78 zeigt die beiden möglichen Abweichungen von der Idealposition beim Verlaufen der Wickelfolie während des Wickelvorganges.

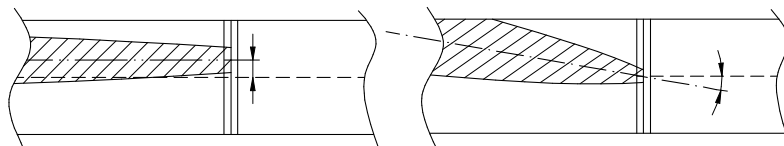


Abbildung 78: Zwei grundsätzliche Abweichungen von der Idealposition der strukturierten Folie: Abweichung von der Mitte des Förderbandes (links) und Abweichung des Winkels (rechts)

Die beiden gezeigten Situationen treten in Realität in Mischform auf und begünstigen sich auch gegenseitig: Eine außermittige Position verformt die Wickeltasche in einen Konus, was wiederum eine Abweichung hinsichtlich des Winkels zur Folge hat.

Die Ursache für beide Abweichungen liegt darin, dass die strukturierte Folie zu Beginn des Wickelvorganges manuell auf dem Förderband positioniert werden muss. Dieser Vorgang wird durch elektrostatische Aufladung der Folie und die Nachgiebigkeit des Förderbandes und der Folie erschwert. Die auftretende elektrische Aufladung lässt sich nur teilweise durch eine Erdung der Wickelmaschine sowie der wickelnden Person abführen. Die eigentliche Positionierung sollte so erfolgen, dass die Folie möglichst mittig auf dem Förderband liegt.

Insgesamt ist die für einen gelungenen Wickelvorgang notwendige Toleranz in der Ausrichtung der Folie und der Umlenkkanten zu eng, um sie mit einer manuellen Ausrichtung wiederholbar zu realisieren. Die Folie muss daher so genau wie möglich auf dem Förderband positioniert werden, damit die Führung der Folie während des Wickelvorganges durch die Vertiefungen auf der Rückseite der darunterliegenden Folie ausreicht (siehe Kapitel 3.2.1). Eine Mindestzugkraft des Förderbandes ist notwendig, damit die Prismenspitzen in den darunterliegenden Vertiefungen laufen und den Wickelvorgang stabil halten. Die Zugkraft darf jedoch nicht zu hoch werden. Es kann sonst zu einem in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Eindringen der strukturierten Folie kommen oder zu einem Blockieren des Wickelvorganges aufgrund der immer größer werdenden Reibungskräfte. Während des Wickelvorganges ist es möglich, ein Verlaufen der Folie durch die Beobachtung der Prismenbewegung festzustellen (siehe Abbildung 79 rechts).

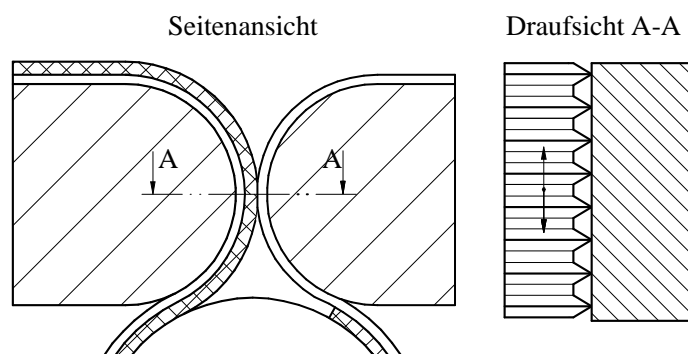


Abbildung 79: Vergrößerte Seitenansicht der Situation in der Wickelmaschine (links) und Schnittdarstellung (rechts): Die Seitwärtsbewegung während des Wickelvorganges kann durch Beobachtung eines Punktes auf der strukturierten Folie erfolgen (rechts).

Durch Fokussierung auf die in Abbildung 79 gezeigte Ebene A-A kann für eine Folie definierter Länge bestimmt werden, wie stark die Seitwärtsbewegung während des Wickelns war. Im All-

gemeinen lässt sich eine leichte Seitwärtsbewegung nicht vermeiden, da die strukturierte Folie auf dem Förderband nicht exakt parallel zur Kante des Förderbandes ausgerichtet ist.

Die Seitwärtsbewegung ist - grundsätzlich betrachtet - nicht schädlich für die Funktion der Linsen, solange sie gleichmäßig erfolgt. Ein Wechsel der Richtung deutet hingegen auf die Bildung einer Falte in der Folie hin. Wenn die Seitwärtsbewegung jedoch zu stark ist, kann die Folie verkanten, was in aller Regel eine Zerstörung der Folie zur Folge hat.

Nach dem Positionieren der strukturierten Folie auf dem Förderband muss die Spitze der Folie in die Umlenktasche gefördert werden. Hierzu wird die strukturierte Folie so auf dem Förderband positioniert, dass nach dem Runterdrücken in die Wickeltasche und dem Einlegen des Wickelkerns noch einige Millimeter Folie aus der Wickeltasche heraussehen. Nach dem Zufahren der Umlenkkanten wird die Folie rückwärts in den Spalt gefördert, bis die Spitze der Folie in die Tasche gezogen wird. Die Einstellung des Abstandes zwischen den beiden Umlenkkanten erfolgt dann ebenfalls optisch. Hierzu kann man sich an der in Abbildung 79 rechts gezeigten Situation orientieren: Der Abstand ist richtig eingestellt, wenn nur noch für eine Prismenhöhe Platz zwischen den gegenüberliegenden Umlenkkanten ist.

Wie bereits erwähnt, ist beim Wickelvorgang vor allem die Bildung von Falten in der strukturierten Folie kritisch. Dies geschieht insbesondere beim weiter oben beschriebenen Richtungswechsel beim Verlaufen der Folie. Eventuell auf der Folie oder Förderband vorhandene Verunreinigungen können ebenfalls eine Faltenbildung verursachen. Die Verunreinigungen bestehen zum einen aus Resten der Thermo-Transfer-Folie, aber auch aus kleinen Partikeln, die aufgrund elektrostatischer Aufladung angezogen werden. Gelangen diese in den Spalt zwischen den beiden Umlenkkanten, kann es zu einem Einriss in der strukturierten Folie oder zu einer Faltenbildung kommen. Die Reste des Thermal Release Tapes lassen sich aufgrund ihrer gummiartigen Struktur und der geringen mechanischen Stabilität der strukturierten Folie nur schwer von der dünnen strukturierten Folie entfernen.

Es ist ebenfalls möglich, während des Wickelvorgangs die Folie in Längsrichtung des Wickelkerns zu betrachten. Hierzu wird eine Mikroskopkamera verwendet (siehe Abbildung 80), mit der die Folie seitlich beobachtet wird.

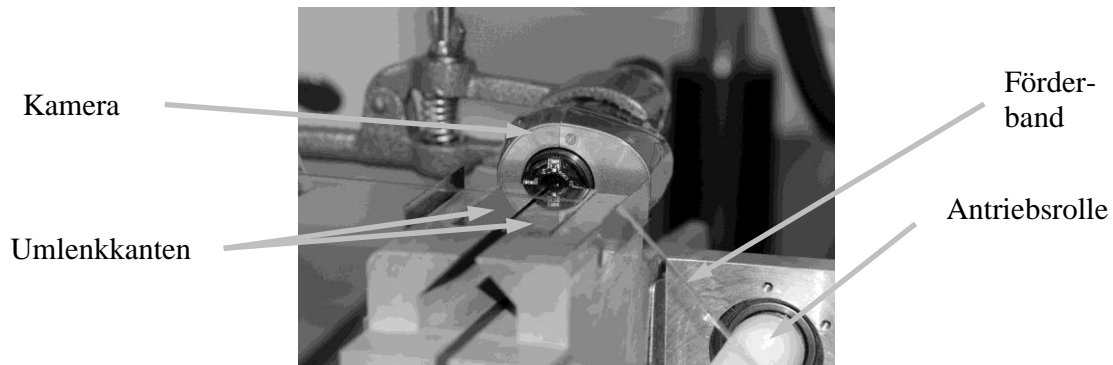


Abbildung 80: Versuchsaufbau zur Kontrolle des Wickelvorganges entlang des Wickelkerns

Die Betrachtung von der Seite ermöglicht eine bessere visuelle Kontrolle der Förderbandspannung. In der Draufsicht kann die Förderbandspannung bei geeigneter Umgebungsbeleuchtung anhand von Reflexen auf dem Förderband überprüft werden. Ein breiter Reflex parallel zur Wickelkernrichtung weist auf eine niedrige Spannung hin, während ein schmaler Reflex auf eine hohe Förderbandspannung hindeutet. In der Seitenansicht ist die Spannung im Förderband als Durchbiegung des Förderbandes deutlicher sichtbar und vor allem unabhängig von der Umgebungsbeleuchtung. Abbildung 81 zeigt links in einer Prinzipskizze die Position des Förderbandes für unterschiedliche Spannungen und rechts eine reale Mikroskopkameraaufnahme. Ersichtlich sind das Förderband und der Kern in der Folientasche.

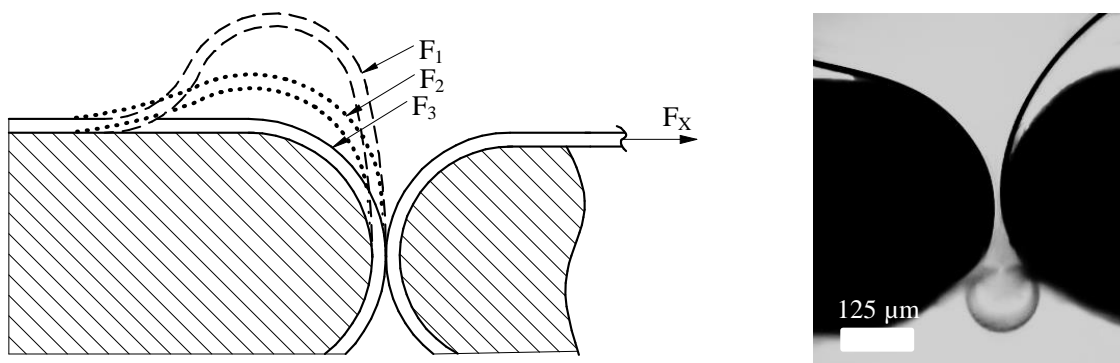


Abbildung 81: Prinzipielle Darstellung der Durchbiegung des Förderbandes für unterschiedliche Förderbandzugkräfte ( $F_1 < F_2 < F_3$ ) (links) und Kameraaufnahme in Richtung des Wickelkerns (rechts)

Die zwischen dem Förderband und den Umlenkkanten wirkenden Reibungskräfte bewirken ein Aufstauen des Förderbandes. Bei einem engen Anliegen des Förderbandes (Kraft  $F_3$ ) werden die Reibungskräfte so groß, dass es zu einem Reißen des Förderbandes kommen kann. Ist die Kraft zu klein, kommt es zu dem weiter oben beschriebenen seitlichen Verlaufen der Folie in der Wickeltasche.

Nach dem Wickelvorgang erfolgt eine optische Nachkontrolle der gewickelten Linse. Hierzu werden zunächst in Längsrichtung der Linse Aufnahmen in verschiedenen Schärfeebenen entlang des Wickelkerns erstellt. Mit diesen ist es möglich, ein Verlaufen der Linse sowie eine Formveränderung festzustellen. Danach erfolgt eine Begutachtung in Querrichtung, um den Soll-Durchmesser der Linse mit dem Ist-Durchmesser zu vergleichen. Eine Abweichung weist in der Regel auf zu hohe Förderbandzugkräfte hin, die ein Aneinanderdrücken der Folienlagen bewirkt haben. Durch den Vergleich zwischen der Länge der strukturierten zugeschnittenen Folie und ihrem gewickeltem Durchmesser kann auch überprüft werden, in welchem Maße es gelungen ist die in Kapitel 3.2.1 beschriebene Kompensation der ungleichmäßig geformten Folienrückseite auszugleichen. Dazu wird die maximale Länge der Folie mit dem zugehörigen Durchmesser der Linse verglichen.

### 5.1.2 Absorptionsröntgenaufnahmen

Zur Qualitätsüberprüfung der Rolllinsen erweisen sich Absorptionsröntgenaufnahmen als sinnvoll. Hierbei wird die Linse quer zum Strahl an einer Synchrotronquelle untersucht. Abbildung 82 zeigt links einen Ausschnitt einer Radiographieaufnahme senkrecht zur optischen Achse der Linse, im Folgenden als Queraufnahme bezeichnet, die an ANKA an der TopoTomo Beamline bei 30 keV erzeugt wurde.

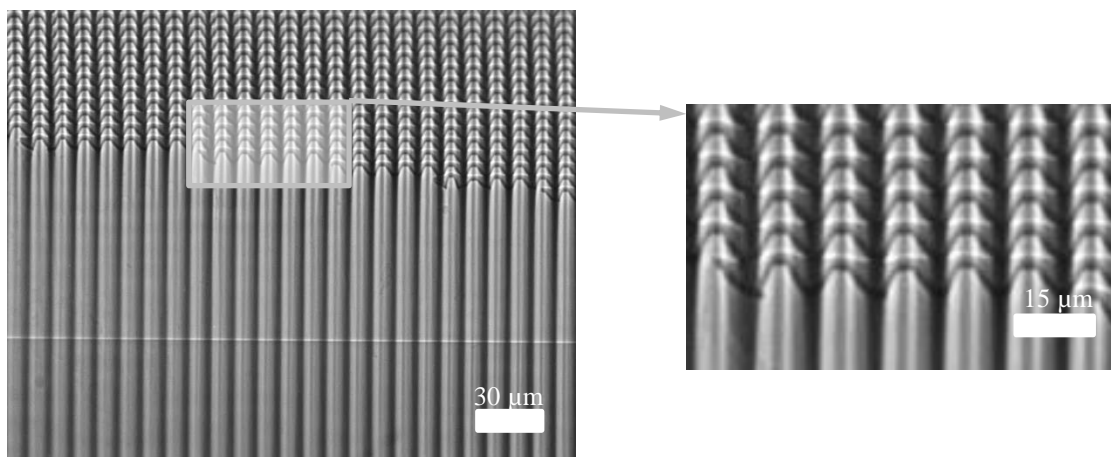


Abbildung 82: Ausschnitt einer Radiographieaufnahme einer Rolllinse in der Queraufnahme mit Detailvergrößerung: sichtbar sind die einzelnen übereinander angeordneten Prismen

Ersichtlich sind die einzelnen Folienlagen mit den brechenden Strukturen auf der Folie sowie die obere Hälfte des Kernes im unteren Teil des linken Bildes. Das streifenförmige Muster entsteht durch die übereinander angeordneten Prismen, die in der Projektion der Radiographieaufnahme somit eine erhöhte Absorption aufweisen (siehe Detailaufnahme Abbildung 82 rechts). Der in der

Arbeit realisierte Wickelprozess ist somit geeignet, die Folien zu einem dichten Verbund fast ohne geometrische Abweichungen aufzuwickeln.

Mit der Queraufnahme ist es möglich die innere Struktur genauer zu untersuchen. Hierbei sind auch die während des Wickelvorganges eingebrachten Fehler zu erkennen. Im Folgenden soll auf die möglichen Fehler genauer eingegangen werden.

Zunächst ist in Abbildung 83 das Ineinanderschieben der einzelnen Folienlagen aufgrund der wellenförmigen Dellen auf der Folienrückseite zu erahnen. Der Abstand zweier Folienlagen in der gewickelten Linse ist kleiner als die Gesamtdicke der Folie vor dem Wickeln. Diese Beobachtung wird deutlicher, wenn man eine Folie mit größeren Strukturen betrachtet. Abbildung 83 zeigt rechts die Aufnahme einer gewickelten Folie, die Strukturen mit einer Grundlänge  $g_{\text{Prisma}}$  von  $20\ \mu\text{m}$  besitzt.

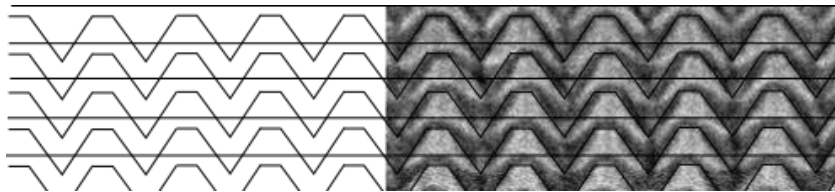


Abbildung 83: Ausschnitt einer gewickelten Folie mit einer Strukturgröße von  $20\ \mu\text{m}$  (rechts) und maßstabsgetreu gezeichnetes Modell der Folienlagen (links und rechts überlagert)

Aus dem maßstabsgetreu gezeichneten Modell der Folienlagen lässt sich ermitteln, dass die Folienlagen um etwa  $1,6\ \mu\text{m}$  in die nächstinnere Folienlage eindringen. Diese Beobachtung stimmt mit Messungen mit einem Taststiftmessgerät überein, mit denen man auf einer strukturierten Folienrückseite Vertiefung von ca.  $1,6\ \mu\text{m}$  misst (siehe Abbildung 84).

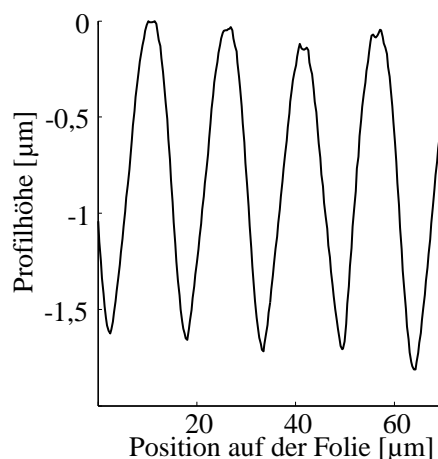


Abbildung 84: Gemessenes Profil der Rückseite einer Folie senkrecht zu Prismen mit einer Prismengrundseite  $g_{\text{Prisma}}$  von  $20\ \mu\text{m}$ ; die sich ergebenden Vertiefungen sind etwa  $1,6\ \mu\text{m}$  tief

Für kleinere Strukturen ist der Effekt an einzelnen Folienlagen nur sehr schwer erkennbar. In diesem Fall lässt sich nur die Übereinstimmung des Außendurchmessers der Linse mit der Zunahme der Anzahl Prismen in einem gewissen Abstand zur optischen Achse vergleichen.

Falls die Folie während des Wickelvorgangs verlaufen ist, ist dies auch sehr deutlich in den Absorptionenaufnahmen erkennbar. Abbildung 85 zeigt im Vergleich einen Ausschnitt einer stark verlaufenen Folie (oben) und einer wenig verlaufenen Folie (unten). Bei der korrekt gewickelten Folie nimmt die Prismenanzahl pro Folienlage im Bild gleichmäßig zu während sie bei der un- sauber gewickelten Folie stark schwankt.

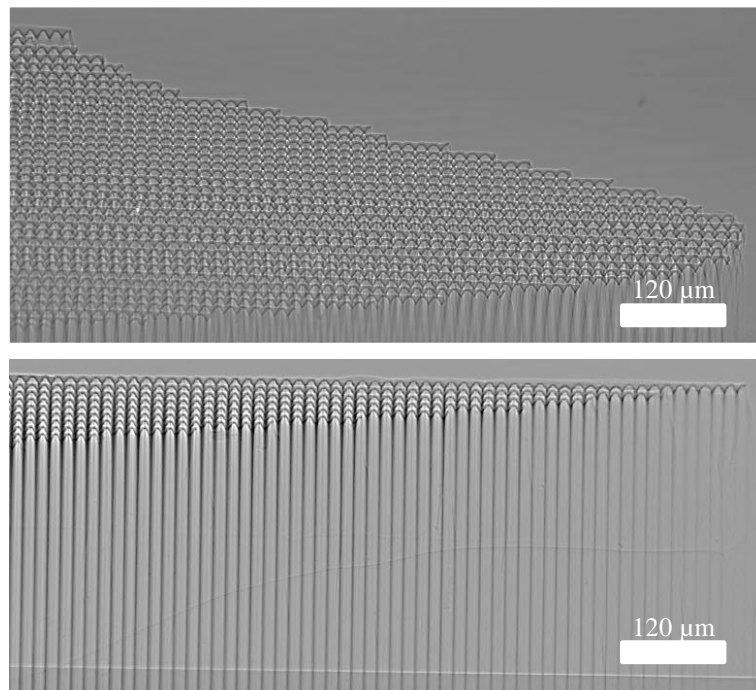


Abbildung 85: Absorptionenaufnahme einer nicht korrekt gewickelten Folie (oben) und einer korrekt gewickelten Folie (unten)

In der oberen Aufnahme ist das charakteristische Streifenmuster nicht zu erkennen, das schon in Abbildung 82 zu sehen ist. Die Folie wird nach außen jedoch nicht schmaler sondern ist während des Wickelvorganges entlang des Kernes verschoben, das heißt sie ist verlaufen (vgl. Abbildung 78).

In den Absorptionenaufnahmen sieht man auch weitere Fehler, die während des Wickelvorganges entstehen können. Bei zu hohen Zugkräften am Förderband erfahren die inneren Bereiche der Folie unter Umständen erhebliche Kräfte, die zu einer Zerstörung der Strukturen in diesem Bereich führen. Abbildung 86 zeigt Ausschnitte aus zwei Absorptionenaufnahmen nahe dem Kern zweier Linsen. Links sind die inneren Lagen durch viel zu hohe Kräfte stark deformiert, während

im rechten Bild die Strukturen besser erhalten sind: die einzelnen Prismenspitzen sind klar auf dem Kern stehend erkennbar.

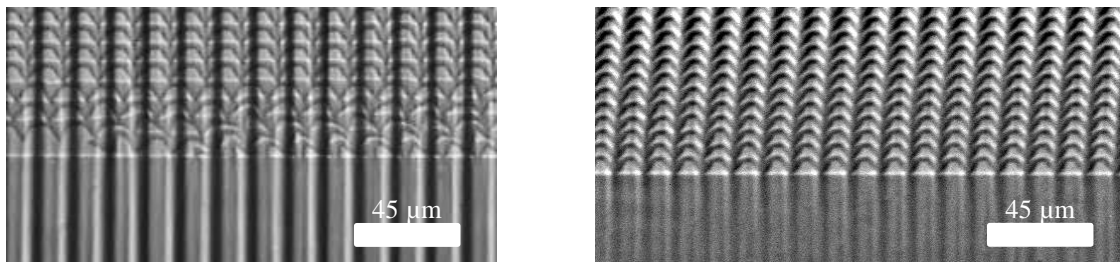


Abbildung 86: Vergleich von Folienlagen nahe dem Kern: links zerstörte Strukturen, rechts gut erhaltene Strukturen

Die weiter außen liegenden Bereiche werden auf Grund der höheren Breite der Folie und einer daraus resultierenden Verteilung der Druckkräfte weniger stark belastet. In Abbildung 86 links sind die äußeren Lagen nicht beschädigt. Werden die Prismen zu stark komprimiert, können sie eine bikonvexe Form annehmen und wirken dadurch wie eine Streulinse (vgl. Kapitel 3.2.2).

### 5.1.3 Computertomographie

Mit Hilfe der Computertomographie ist es möglich zusätzliche Informationen über eventuell in der Linse vorhandene Fehler zu gewinnen (vgl. Kapitel 2.3). Dazu wird die Linse senkrecht zur Richtung des Wickelkerns in den Röntgenstrahl gestellt, ähnlich wie bei den Absorptionenaufnahmen. Dann wird die Linse in kleinen Winkelschritten um ihre Längsachse gedreht und jeweils eine Aufnahme bei einer hohen Photonenenergie größer 20 keV gemacht. Die so erzeugten Projektionen können mit Hilfe geeigneter Algorithmen zu einer drei-dimensionalen Darstellung rekonstruiert werden. Abbildung 87 zeigt das Ergebnis einer Computertomographie-Aufnahme einer Rolllinse. Zu sehen sind Frontal- und Querschnitte durch die Linse. Die vor allem in der Frontalansicht erscheinenden Muster kommen durch die Schnittebene zustande: da die Prismenreihen nicht absolut exakt übereinander liegen, wird stellenweise Material geschnitten, das sieht man als Muster in der Schnittansicht.

Die einzelnen nicht verlaufenen Lagen (siehe Kapitel 5.1.1), das heißt die übereinander angeordneten Prismen in den Lagen, sind in der Queraufnahme gut daran erkennbar, dass sich im Bild ein waagrechtes streifenförmiges Muster ausbildet (vgl. z.B. Abbildung 82).



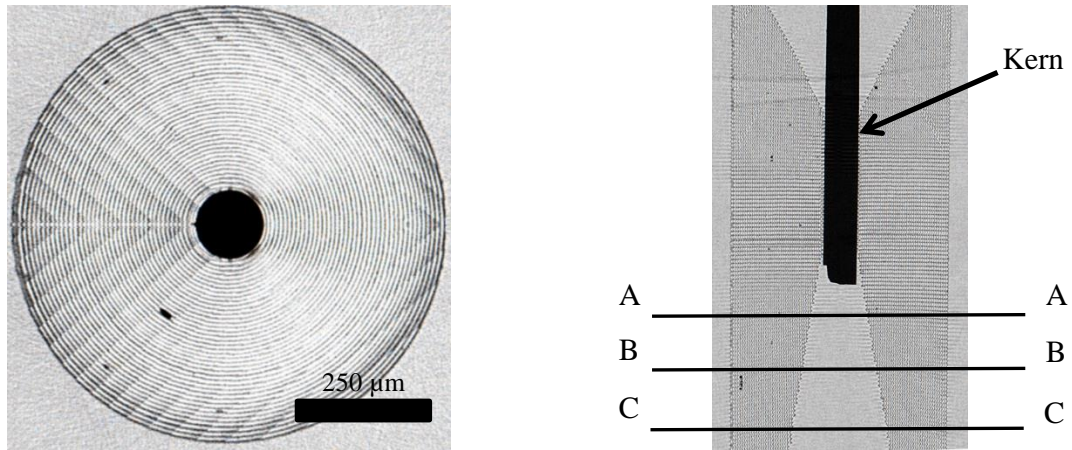


Abbildung 87: Computertomographieaufnahme einer Rolllinse: Frontal- und Querschnitt (von links nach rechts, aufgenommen von der Gruppe „Micro and Nano Tomography“ Petra III, P05), die im Querschnitt eingezeichneten Schnitte A, B und C sind in Abbildung 88 dargestellt.

Auch eventuell vorhandene Partikel sind deutlich zu erkennen (siehe Abbildung 87 rechts). Gegenüber den reinen Absorptionenaufnahmen hat die Computertomographie den Vorteil, dass eine frei wählbare Schnittebene betrachtet werden kann und somit anhand einer CT-Aufnahme unterschiedliche Bereiche der Linse untersucht werden können.

In der Frontalansicht sind die einzelnen Lagen der Rolllinse sehr deutlich erkennbar (siehe Abbildung 87). Hiermit ist eine Überprüfung der Einhaltung der Geometriebedingungen für die Rolllinse ebenfalls möglich: zu hohe Wickelkräfte reduzieren den Umfang der Rolllinse. Weiterhin kann durch Schnitte entlang der optischen Achse die Zunahme der Prismenanzahl überprüft werden: Abbildung 88 zeigt Schnitte der Frontalansicht für unterschiedliche Schnittebenen in der Rolllinse entlang der Achse des Wickelkerns. Erkennbar ist die Zunahme der Anzahl von Folienlagen mit geringerem Abstand zum Zentrum der Rolllinse.

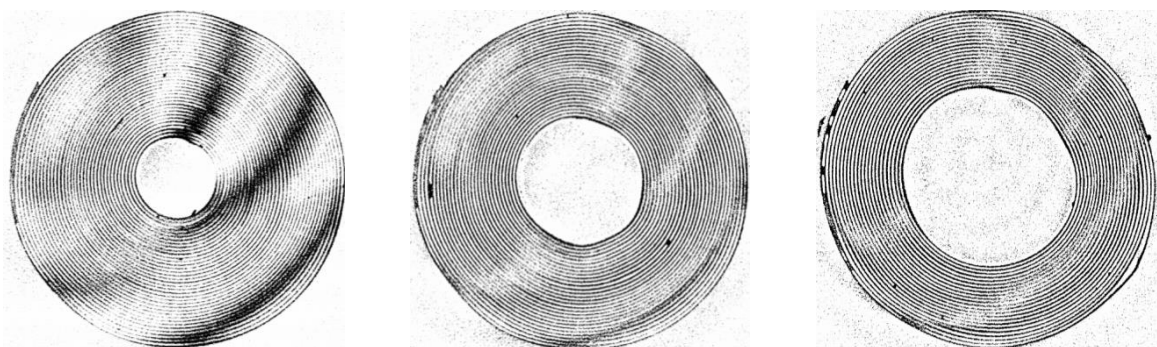


Abbildung 88: Frontalschnitte einer Rolllinse für unterschiedliche Schnittebenen (siehe Abbildung 87: Schnitte A-A, B-B und C-C von links nach rechts) entlang der optischen Achse (jenseits des Wickelkerns)

Für größere Abstände zum Zentrum der Linse (siehe Abbildung 88 rechts) sieht man eine deutliche Geometrieabweichung vom Querschnitt einer idealen Rolllinse. Diese Geometrieabweichung ist für Schnittebenen nahe der Mitte der Linse am geringsten. Die inneren Lagen mit ihrem geringeren Krümmungsradius sind steifer und stabilisieren die Struktur. Diese Stabilisierung fehlt für die größeren Radien. Zudem können sich die äußeren Folienlagen an den beiden Enden der Rolllinse nicht auf inneren Lagen abstützen. In Abbildung 89 ist ein Einschluss und seine Auswirkung auf die Wicklung erkennbar.

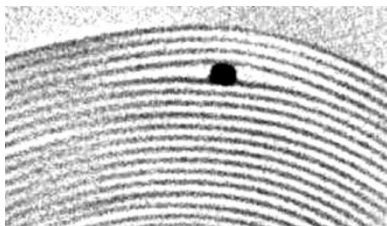


Abbildung 89: Einschluss in der Rolllinse

Die Veränderung in der Lage der Linsenfolie wird praktisch nach ein bis zwei Lagen ausgeglichen. Die Verunreinigungen selbst sind während des Wickelvorganges aufgrund ihrer Größe in der Regel nur schwer zu erkennen.

Insgesamt erzeugt die Computertomographie gegenüber den Absorptionenaufnahmen ein wesentlich deutlicheres Bild der inneren Struktur der Rolllinse, da wirklich Schnitte statt Projektionen dargestellt werden. Die Auflösung, die mit der Computertomographie erzielt wird, ist jedoch geringer als bei den Absorptionenaufnahmen.

## 5.2 Charakterisierung von Röntgenrolllinsen

Bei der Charakterisierung werden die Linsen vor einer Röntgenstrahlungsquelle positioniert. Hierbei ist, wie aus Kapitel 4.3.3 bekannt, besonders auf die strahlparallele Ausrichtung der Linse zu achten. Grundsätzlich unterscheiden sich die Linsen an Synchrotronquellen und Röhrenquellen nur in ihrer Geometrie. Bei den hohen Quellabständen an Synchrotronquellen werden für gleichen Abstand zur optischen Achse weniger Prismen benötigt, um den Strahl in den Brennpunkt zu lenken. Dadurch sind die Linsen in Richtung der optischen Achse kürzer als Linsen für den Einsatz an Röntgenröhren. Die Linsen sind eigentlich vor allem zum Einsatz an Röhrenquellen gedacht, da die im Allgemeinen an Synchrotronquellen vorhandenen hocheffizienten Optiken nicht durch die RXPL abgelöst werden können. Dennoch können RXPL an Synchrotronquellen aufgrund ihrer großen Aperturen als Beleuchtungsoptiken eingesetzt werden. Im Folgenden wird auf die Charakterisierungsergebnisse an den verschiedenen Quellen eingegangen.

Zur qualitativen Charakterisierung der Leistungsfähigkeit der Linse wird die sogenannte spektrale Intensitätserhöhung (SIE) verwendet. Diese ist definiert als das Verhältnis der Strahlleistungen mit und ohne den Einsatz eines röntgenoptischen Systems auf einer gewählten Referenzfläche am Ort der kleinsten Strahlabmessung. Als Referenzfläche wird die Full-Width-Half-Maximum Fläche des Fokus verwendet [51].

### 5.2.1 Charakterisierung an Synchrotronquellen

Die Experimente an einer Synchrotronquelle dienen vor allem der Evaluierung der Leistungsfähigkeit der Linsen. In Abbildung 90 ist der prinzipielle Versuchsaufbau am Synchrotron dargestellt. Die Linse befindet sich auf einem Kipptisch, der eine Ausrichtung entlang des Gier- und Anstellwinkels ermöglicht. Zur Messung der SIE wird ein CCD-Detektor verwendet, der auf einem motorisierten Lineartisch entlang der optischen Achse verfahren werden kann. Zur Ausrichtung wird der Detektor möglichst nah an der Linsenaustrittsapertur positioniert und die Absorptionaufnahme der Linse bei Energien über 20 keV betrachtet. Hierdurch erhält man ein unverfälschtes Absorptionbild und es ist möglich, die Linse relativ genau anhand des absorbierenden Kernes auszurichten (siehe Abbildung 91).

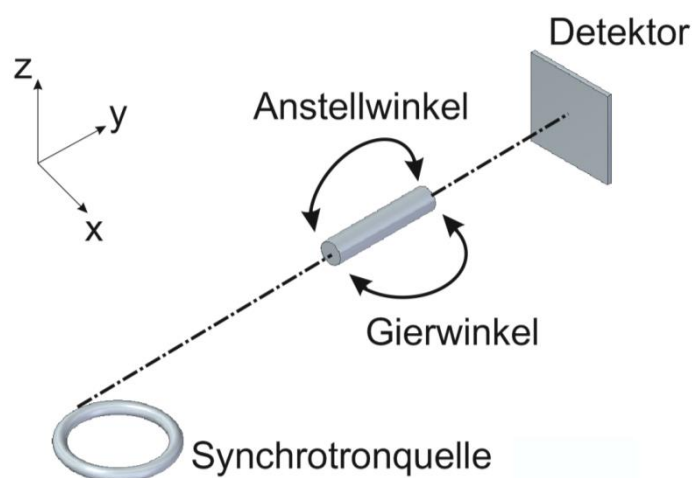


Abbildung 90: Prinzipieller Versuchsaufbau zur Charakterisierung einer Rolllinse an einer Synchrotronquelle

Im Folgenden dient eine für die optischen Bedingungen am Strahlrohr TopoTomo von ANKA entworfene Linse als Beispiel. Der Quellabstand betrug ca. 30 m, die Photonenenergie lag bei 9,9 keV und der gewünschte Arbeitsabstand betrug 130 mm. Die Linse weist in ihrem Querschnitt nur geringe Abweichungen vom Soll Durchmesser auf und ist nur geringfügig verlaufen.

Nach der Grobjustage der Linse wird die Photonenenergie der Arbeitsenergie angepasst, der CCD-Detektor entlang der optischen Achse verfahren und es werden in kleinen Schrittweiten

Aufnahmen gemacht. Hierdurch ist es möglich den realen Arbeitsabstand der Linse zu bestimmen. Abbildung 91 zeigt eine Folge von Aufnahmen mit unterschiedlicher Entfernung zwischen Detektor und Linsenaustrittsapertur.

Erkennbar ist, ähnlich wie auf den Detektorbildern in der Simulation (vgl. Kapitel 4.3), die mit wachsendem Abstand zur optischen Achse zunehmende Absorption (Abbildung 91 links oben) sowie der Kernschatten. Die Intensität im Zentrum des Bildes nimmt in Richtung des Fokuspunktes immer weiter zu (Abbildung 91 rechts oben und links unten). Die nicht ideal runde Form des Strahlkegels weist auf Fehler in der Linsengeometrie hin. In der Abbildung rechts unten wird die Intensität im Fokus konzentriert.

Die Auftragung der Spitzenintensitäten (siehe Abbildung 92) entlang der optischen Achse ergibt ein aus den Simulationen bekanntes Bild (vgl. Kapitel 4.3).

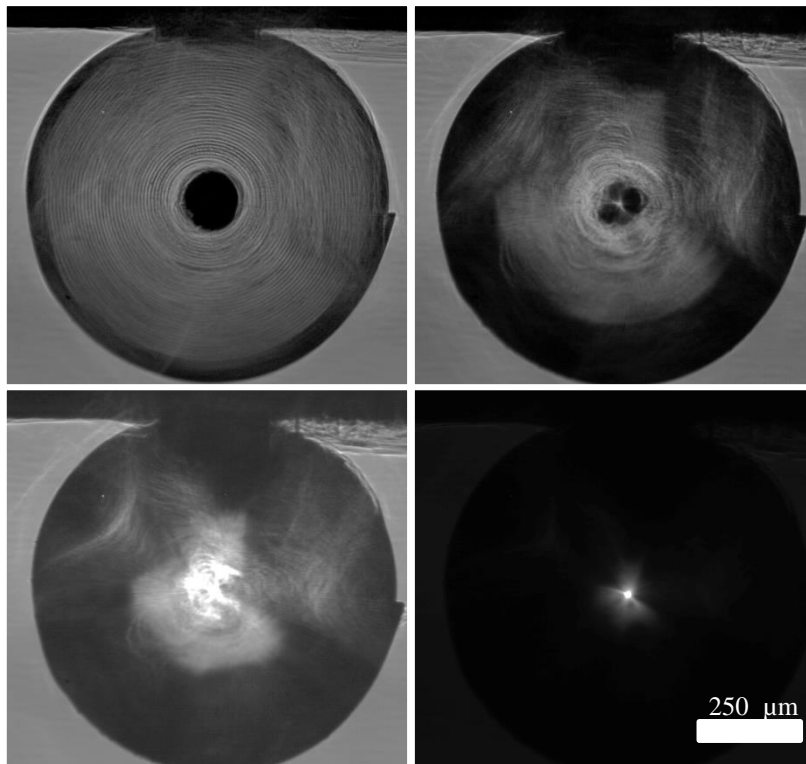


Abbildung 91: Detektorbild an ANKA/TopoTomo des Fokus der Linse für ansteigenden Abstand zwischen Linsenaustrittsapertur und Detektorebene: von links oben nach rechts unten 20 mm, 50 mm, 80 mm und 130 mm (der Bildkontrast wurde normiert)

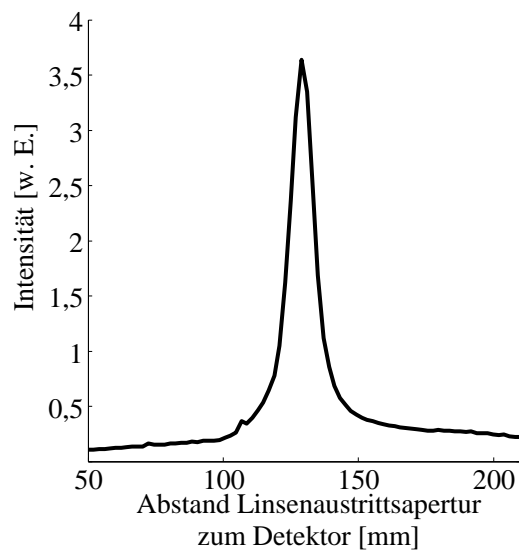


Abbildung 92: Spitzenintensität auf dem Detektor an ANKA/TopoTomo auf der optischen Achse über dem Detektorabstand zur Linsenausstrittsapertur [46]

Der gewünschte Arbeitsabstand von 130 mm wird nur um wenige Millimeter verfehlt. Schnitte durch den Fokus in horizontaler und vertikaler Richtung ergeben eine Ausdehnung von ca. 13  $\mu\text{m}$  in vertikaler und ca. 17  $\mu\text{m}$  in horizontaler Richtung (siehe Abbildung 93). Die spektrale Intensitätserhöhung der Linse lag bei 60. Die leichte Abweichung von der idealen Fokusform ist auf Wickelfehler in der Linse zurückzuführen.

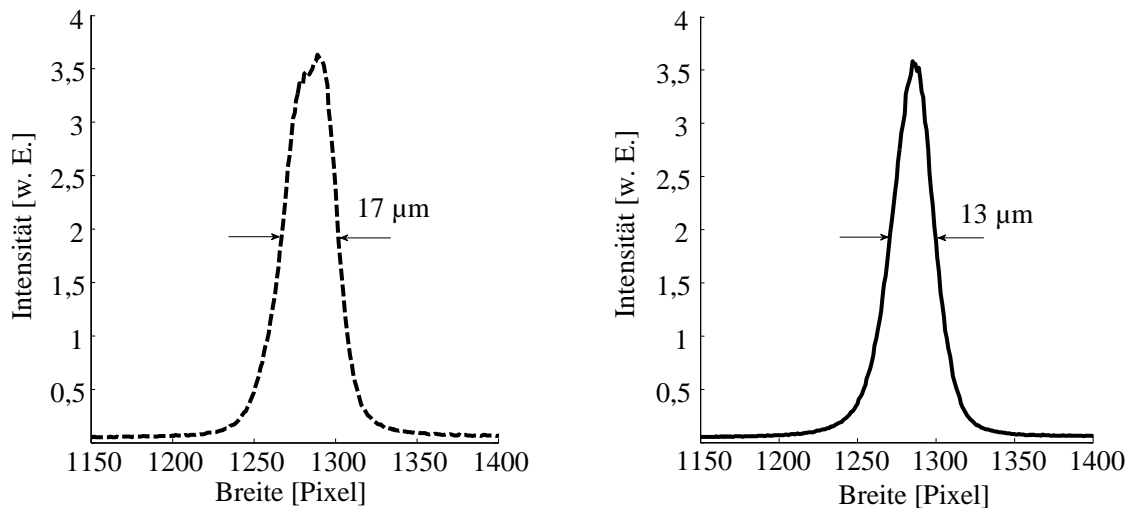


Abbildung 93: Schnitte in horizontaler (links) und vertikaler (rechts) Richtung durch das Detektorbild (1 Pixel entspricht 4  $\mu\text{m}$ ) [46]

## 5.2.2 Charakterisierung an der Röntgenröhre

Die Charakterisierung der Rolllinsen an der Röntgenröhre erfolgt zunächst mit einem ähnlichen Aufbau wie an einer Synchrotronquelle. In Zusammenarbeit mit der Firma Bruker AXS wurde ein Aufbau an einem Diffraktometer vom Typ Bruker D8-Discover realisiert. Dieses Diffraktometer setzt zur Aufnahme des Diffraktogramms einen großflächigen CCD-Detektor vom Typ VÅNTEC-500 ein. Die Aufnahme von Diffraktogrammen mit solchen Detektoren bezeichnet man als 2D-Diffraktometrie oder kurz XRD<sup>2</sup>. Abbildung 95 zeigt einen prinzipiellen Aufbau eines XRD<sup>2</sup>-Systems mit allen notwendigen Komponenten. Man unterteilt ein solches System in den primären und sekundären Arm: Im primären Arm befinden sich alle Elemente zwischen Quelle und Probe und im sekundären alle Elemente zwischen Probe und Detektor. Der Aufbau hat den Vorteil, dass durch die großflächige Aufzeichnung des Diffraktogramms sehr schnell, sehr genaue Messungen vorgenommen werden. Weiterhin enthält das Diffraktogramm bei der XRD<sup>2</sup> gegenüber den herkömmlichen Diffraktogrammen zusätzliche Informationen wie etwa Informationen über die Korngröße, den Anteil an Kristallinität, Textur und auch innere, durch Belastungen induzierte Spannungen [52]. Die XRD<sup>2</sup> ist somit ein Verfahren, dass in Zukunft aufgrund der größeren Informationsvielfalt häufiger eingesetzt werden wird. Ein Nachteil ist jedoch, dass der Einbau von zusätzlichen Elementen gegenüber den Aufbauten mit Punkt- oder Liniendetektoren nicht beliebig möglich ist. So muss zum Beispiel der Monochromator auf der primären Seite des Strahles angeordnet werden, da er auf der sekundären Seite einen Teil des Detektors abschatten würde. Es ist auch möglich statt dem Monochromator im primären Arm einen energiedispersiven Detektor einzusetzen. Diese sind jedoch vergleichsweise teuer und erhöhen den Gesamtpreis für ein Diffraktometer so weit, dass sie im Allgemeinen nicht eingesetzt werden.

Je nach durchgeführten Diffraktometrieversuch muss der Strahl unterschiedliche Eigenschaften besitzen. Bei der Pulverdiffraktometrie ist grundsätzlich ein breiter divergenter Strahl von Vorteil, da es hierdurch durch die vielen unterschiedlich gelagerten Kristallite in der Probe möglich ist hohe Intensitäten zu erzeugen. Sind die Proben kleiner, muss der Strahl eingeschränkt werden. Hierzu verwendet man in einem XRD<sup>2</sup>-System diverse Optiken, standardmäßig jedoch einen Stahlrohrkollimator. Dieser besteht aus einer dünnen Röhre, die alle Strahlanteile absorbiert, die nicht auf den gewünschten Punkt auf der Probe treffen. Dieser liefert per Definition eine SIE von eins und damit eine eher geringe Intensität auf der Probe. Abbildung 94 zeigt die Aufnahme eines Stahlrohrkollimators mit 2 mm Innendurchmesser.



Abbildung 94: Stahlrohrkollimator zur Ablendung unerwünschter Strahlanteile

Die Rolllinsen bieten in diesem Aufbau die Möglichkeit, die eingesetzten Stahlrohrkollimatoren zu ersetzen. In Abbildung 95 ist der grundsätzliche Aufbau eines XRD<sup>2</sup>-Systems dargestellt.

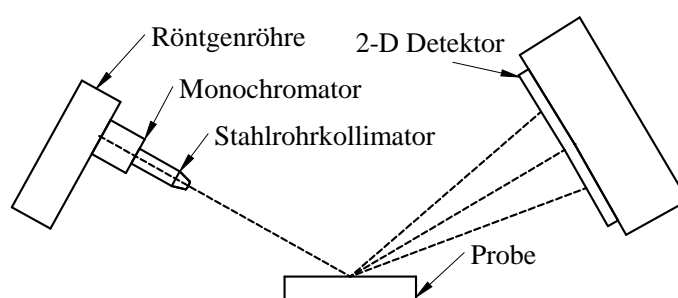


Abbildung 95: Grundsätzlicher Aufbau eines XRD<sup>2</sup>-Systems mit notwendigen Komponenten: Quelle, Monochromator, Stahlrohrkollimator, Probe und Detektor

Um die Linse in den Aufbau integrieren zu können, mussten zunächst kleinere Anpassungen am Aufbau vorgenommen werden. Die Linsen wurden für die Versuche auf einem Piezokipptisch in der Maschine fixiert, der die Justierung der Linsen im Strahl ermöglichte. Die verwendete Röhre vom Typ KFL-Cu2k hatte ein Kupfer-Target und die RXPL war für Kupfer  $K_{\alpha}$ -Strahlung bei 8,04 keV entworfen. Als Monochromator wurde ein Montel-Spiegel der Firma Incoatec<sup>5</sup> vom Typ Montel-p<sup>®</sup> zwischen der Röntgenröhre und der RXPL angebracht. Nach dem Montel-Spiegel beträgt die Divergenz des Röntgenstrahles noch circa 1 mrad. Das Spektrum enthält nach dem Spiegel noch geringe Anteile von  $K_{\beta}$ -Strahlung. Diese wurden durch einen 0,2  $\mu\text{m}$  dicken Nickel-Filter unterdrückt. Aufgrund der verringerten Divergenz der Strahlhüllenden wurde die Linse für eine virtuelle Punktquelle in 1 m Abstand entworfen. Abbildung 96 zeigt den prinzipiellen Aufbau an der Röhre mit Montel-Spiegel und CCD-Detektor.

<sup>5</sup> Incoatec (Innovative coating technologies) GmbH, Geesthacht

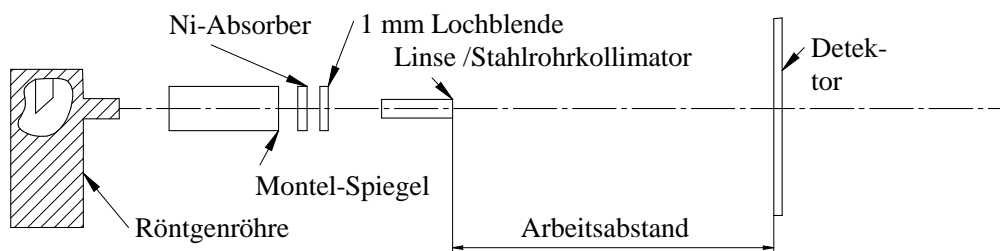


Abbildung 96: Prinzipieller Versuchsaufbau zur Charakterisierung an einer Röntgenröhrenquelle

Der verwendete CCD-Detektor befand sich auf einem motorisierten Lineartisch zur Bestimmung des gemessenen Arbeitsabstandes. Die Linse sollte einen Arbeitsabstand von 100 mm bei 8,04 keV besitzen.

Abbildung 97 zeigt ein Foto des realen Messaufbaus im Diffraktometer. Zu erkennen sind auf der linken Seite der Röntgendetektor der Firma Photonic Science, die Kipptischhalterung in welcher die Linse befestigt ist und auf der rechten Seite die Röhre mit Montel-Spiegel und Halterung für den Nickelfilter.

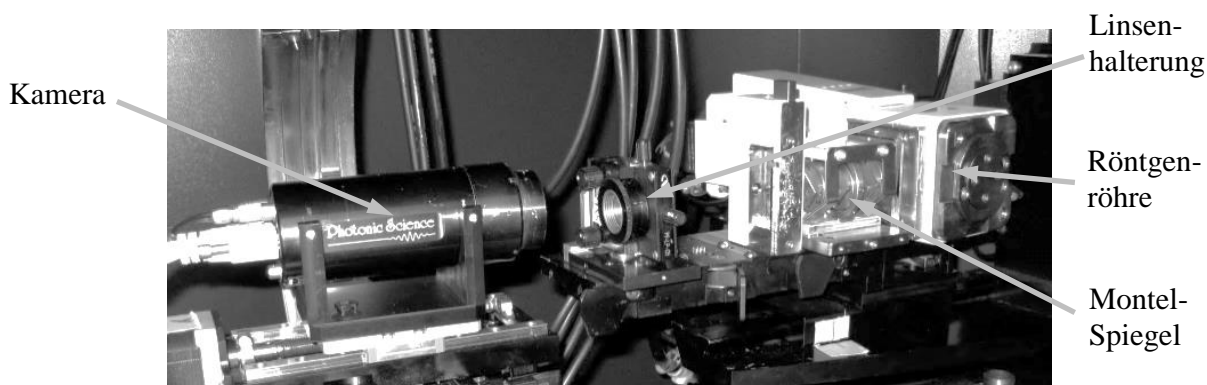


Abbildung 97: Realer Messaufbau an der Röntgenröhre mit Röntgendetektor, Linsenhalterung, Filterhalter, Montel-Spiegel und Röntgenröhre

Abbildung 98 zeigt den gemessenen Verlauf der Spitzenintensität auf dem Detektor und die Halbwertsbreite in horizontaler und vertikaler Richtung über dem Abstand zwischen der Austrittsapertur und dem Detektor.



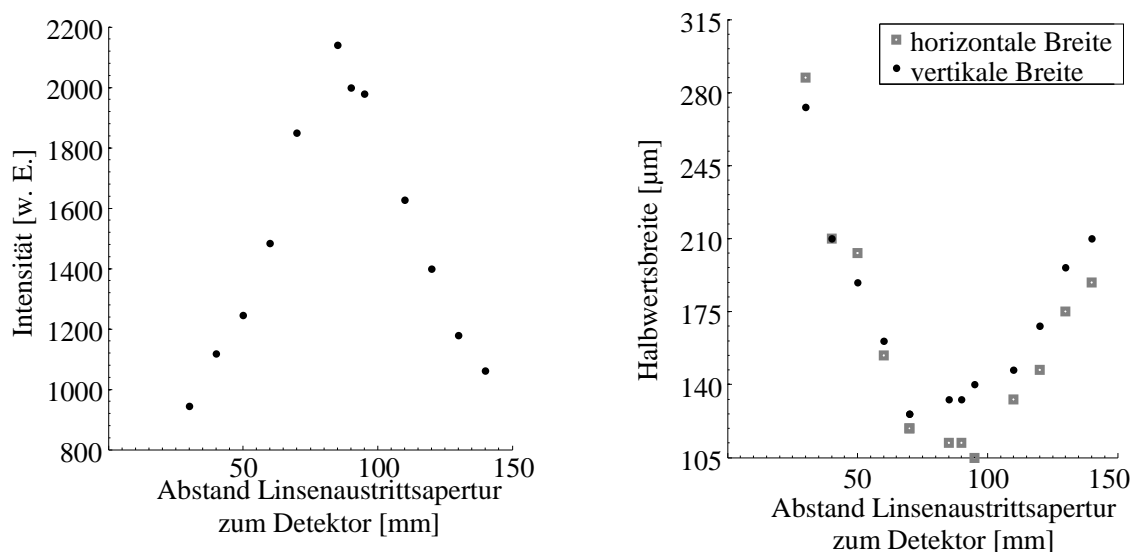


Abbildung 98: Spitzenintensität auf dem Detektor über steigendem Abstand zwischen Linsenaustritts-apertur und Detektor (links), sowie Strahlhalbwertsbreite in horizontaler und vertikaler Richtung durch das Detektorbild (rechts)

Der Fokus erreicht in seinen kleinsten Abmessungen etwa  $100 \mu\text{m} \times 140 \mu\text{m}$ . Die spektrale Intensitätserhöhung lag bei einem Faktor vier über der Intensität des Hintergrundes. Sie ist somit wesentlich geringer als an einer Synchrotronquelle. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Linsen für die Abbildung einer Punktquelle entworfen wurden. Zwar akzeptieren die einzelnen Folienlagen einer RXPL je nach ihrer Länge einen größeren Winkelbereich, jedoch wird durch die Linse nur ein Teil der Quelle abgebildet (vgl. Kapitel 4.1).

Weitere Versuche schlossen die Variation der Größe des Röhrenbrennpunktes mit ein. Um die Abhängigkeit von der Quellgröße genauer zu untersuchen, wurde eine Mikrofokusröhre vom Typ Incoatec  $I_{\mu\text{S}} \text{ E } 32$  verwendet. Die Röhre ist ebenfalls mit einem Montel-Spiegel kombiniert, der eine noch geringere Divergenz von ca.  $0,06 \text{ mrad}$  erzeugt. Der thermische Brennfleck hat bei diesem Röhrentyp nur noch eine Abmessung von  $650 \mu\text{m} \times 650 \mu\text{m}$  im Vergleich zum Fokus der KFL-Cu2k mit  $1,4 \text{ mm} \times 0,4 \text{ mm}$ .

Eine geringe Intensitätserhöhung gegenüber der Röntgenröhre mit dem größeren thermischen Brennfleck konnte festgestellt werden (siehe Abbildung 99). Dass diese nicht höher ausgefallen ist, ist darauf zurückzuführen, dass der Montel-Spiegel nur einen Teil des thermischen Brennflecks auf der Anode abbildet. Bei der Röntgenröhre mit dem größeren Brennfleck wird somit nur ein kleinerer Teil der Quelle in den Fokus abgebildet. Der Brennfleck der Mikrofokusröhre ist nur wenig kleiner als dieser Bereich.

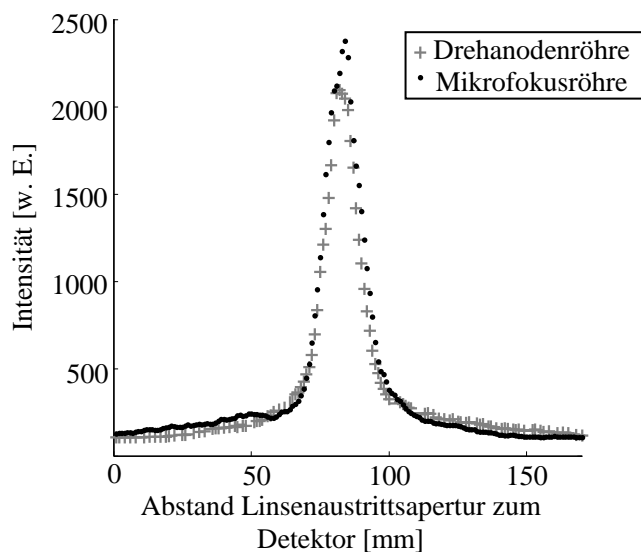


Abbildung 99: Horizontale Schnitte durch das Detektorbild im Fokus im Vergleich für eine Röntgenröhre mit Drehanode und eine Mikrofokusröhre

Die Möglichkeit des Einsatzes der Rolllinsen wurde auch in einer realen Anwendung getestet. Hierzu wurde ein Versuch zur Pulverdiffraktometrie realisiert. Abbildung 100 zeigt den prinzipiellen Aufbau.

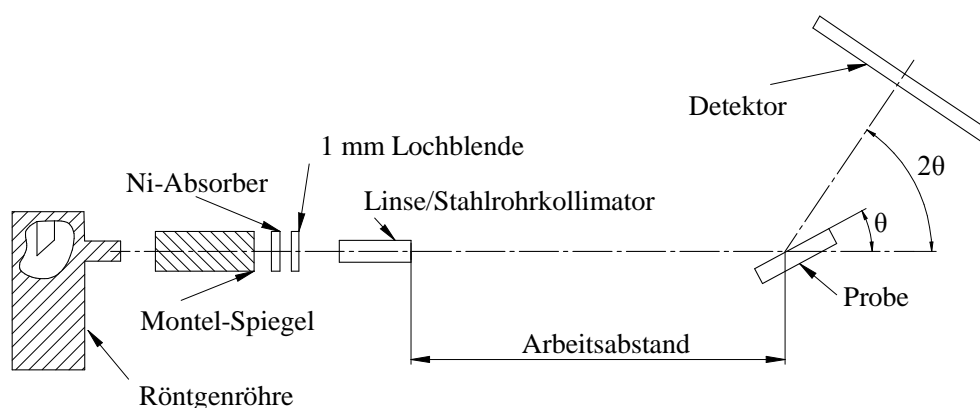


Abbildung 100: Prinzipieller Aufbau eines Diffraktometrieversuchs mit einer Rolllinse

Die Linse wurde zunächst hinsichtlich ihres Arbeitsabstandes wie oben beschrieben charakterisiert. Als Probe für den Diffraktometrieversuch wurde eine standardisierte Pulverprobe des „National Institute of Standards“ (NIST-1976a) aus Aluminiumtrioxid (Korund) verwendet. Abbildung 101 zeigt die Diffraktogramme der Korundprobe für gleiche Messzeiten mit dem Stahlrohrkollimator beziehungsweise einer Rolllinse.

Die detektierten Intensitäten mit der Rolllinse sind wesentlich höher. Das Diffraktogramm, das mit dem Stahlrohrkollimator erfasst wurde, weist außerdem eine wesentlich höhere Sprengelung

auf. Diese Sprengelung kommt durch einzelne zu große Kristallite in der Probe zustande. Somit wird der Beugungskegel nicht mehr von einer ausreichend großen Anzahl von Kristalliten erzeugt. Bei der Rolllinse werden jedoch zusätzliche Richtungen auf die Probe gelenkt. Hierdurch wird die Anzahl der Kristallite erhöht, die einen Beugungskegel bilden. Das Diffraktogramm mit der Rolllinse weist einen höheren Untergrund auf. Dies ist durch unerwünschte Streuung in der Linse selbst zu erklären. Die Linse wurde in einen Messingzylinder eingeklebt, der jedoch nur seitlich gestreute Strahlung am Linsenrand absorbiert.

Abbildung 102 zeigt im Vergleich noch einmal die entlang der ringförmigen Beugungsmaxima aus Abbildung 101 integrierten Intensitäten. Hier wird die Intensitätssteigerung noch einmal deutlich: auch schwächere Intensitätsspitzen sind gut erkennbar. Die maximale Intensität ist etwa um einen Faktor 18 mit der Linse höher als mit dem Stahlrohrkollimator.

Die erkennbare Verschiebung zwischen den Intensitätsspitzen im Diffraktogramm kommt dadurch zustande, dass die Probe für die Versuche an einer leicht anderen Position beleuchtet wurde.

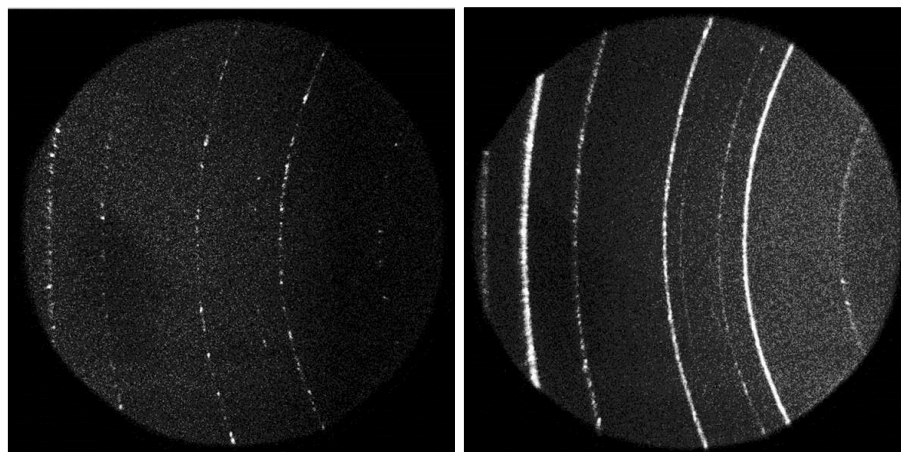


Abbildung 101: Diffraktogramme einer NIST 1976a Probe ermittelt mit einem Stahlrohrkollimator (links) und einer Rolllinse (rechts)

Die Intensitätserhöhung im Diffraktogramm durch den Einsatz der Rolllinse wurde vom Industriepartner Bruker AXS positiv bewertet und auch der Ausrichteaufwand der Rolllinsen im Diffraktometer liegt unter den Genauigkeitsanforderungen anderer Optiken (wie zum Beispiel Kapillaren). Der durch die Streuung entstandene höhere Untergrund vor allem bei kleineren Winkeln muss noch kompensiert werden. Dies könnte durch eine zusätzliche Beschichtung der Folien möglich sein, die in der Linse fehlgeführte Strahlen absorbiert.

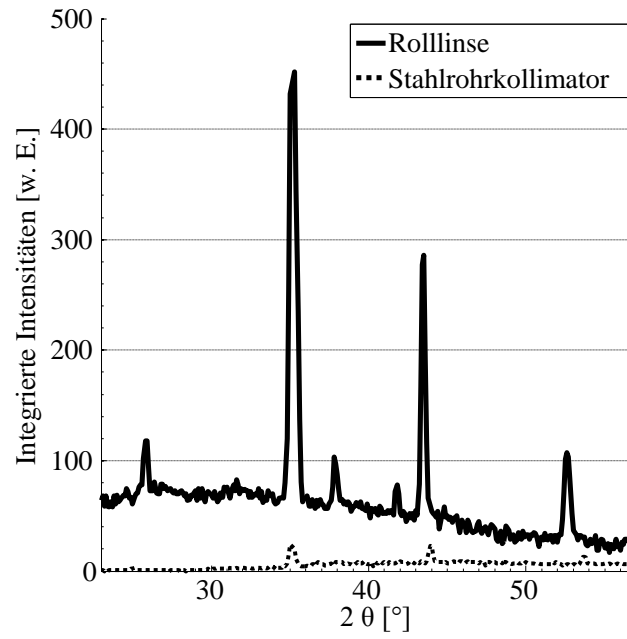


Abbildung 102: Integrierte Intensitäten eines Diffraktogramms einer Korundprobe NIST 1976a aufgenommen mit einer Rolllinse und einem Stahlrohrkollimator im Vergleich.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Röntgenanalytische Methoden werden heute in großem Umfang sowohl in industriellen Anwendungen als auch in der Forschung eingesetzt. Zur genauen Bestimmung von Kristallstrukturen wird beispielsweise die Röntgendiffraktometrie häufig angewendet. Die Erzeugung der hierfür notwendigen Röntgenstrahlung erfolgt entweder mit einer Röntgenröhre oder in einer Synchrotronquelle. Allerdings sind Synchrotronquellen für eine Vorort-Analyse im Prozess nicht geeignet. Während an Synchrotronquellen ein hoher Photonenfluss erzeugt wird, ist der Photonenfluss aus Röntgenröhren sehr viel geringer. Um dennoch die Messzeiten an Röntgenröhren kurz zu halten, müssen an Röntgenröhren Optiken verwendet werden, welche die Röntgenstrahlung effektiv auf die Probe fokussieren. Die Optiken sollen hierbei einen weiten Photonenenergiebereich abdecken und große Aperturen besitzen, um einen möglichst großen Teil des divergenten Strahles der Röntgenröhre erfassen zu können. Außerdem sollen sie preiswert sein, da nur dann ein effizienter Einsatz an Röhrenquellen, beispielsweise auch in mobilen Geräten, möglich ist.

Die am Markt erhältlichen Röntgenoptiken erfüllen immer nur einen Teil der technischen und wirtschaftlichen Anforderungen: sie eignen sich entweder nur bis zu einer gewissen Photonenenergie, wie es zum Beispiel bei den Zonenplatten der Fall ist, haben zu kleine Aperturen, wie etwa herkömmliche brechende Röntgenlinsen mit parabelförmigen Oberflächen oder sind – wie zum Beispiel Spiegeloptiken – im Vergleich zu den anderen Komponenten viel zu teuer. Die in dieser Arbeit weiterentwickelten und im Detail untersuchten gerollten Prismenlinsen sind kostengünstig zu fertigen, funktionieren auch bei höheren Energien und können mit Aperturen von mehr als einem Millimeter hergestellt werden.

Die gerollten Prismenlinsen bestehen aus einer strukturierten Folie, die einseitig mit parallelen Rippen strukturiert ist. Die Rippen haben einen dreiecksförmigen Querschnitt, wobei die Kantenlängen der Dreiecke im Mikrometerbereich liegen. Die mikrostrukturierte Folie wird durch Abformung und anschließendes Ausbacken eines Polyimid-Gießharzes auf einem vorstrukturierten Siliziumwafer hergestellt. Der Prozess zur Folienherstellung wurde in dieser Arbeit weiterentwickelt und modifiziert, um eine akzeptable Ausbeute zu erzielen. Eine wichtige Maßnahme war dabei die Einführung einer zusätzlichen Siliziumdioxidschicht auf dem strukturierten Wafer, welche die Bildung einer eutektischen Verbindung zwischen der Goldtrennschicht und dem Silizium verhindert. Damit konnten die Folien zerstörungsfrei von dem Siliziumwafer getrennt werden. Nach Abziehen der Folie vom Wafer wird diese spiralförmig aufgerollt. Eine wiederholbar hohe Fertigungsgenauigkeit wurde durch die Umsetzung eines neuen Wickelprinzips ermöglicht. Die-

es stellt sicher, dass die mechanisch wenig stabile Folie während des Wickelvorganges nicht zu hohen Kräften ausgesetzt wird, so dass die Folie nicht zerreißt, aber gleichzeitig während des Wickelns so straff geführt wird, dass man eine Linse erhält, die in ihrer Struktur keine zu großen Unzulänglichkeiten aufweist. Hierzu wurden verschiedene Konzepte für Wickelverfahren entworfen, bewertet und ein Verfahren ausgewählt. Dieses wurde dann mit dem Bau einer geeigneten Wickelmaschine realisiert und optimiert. Das umgesetzte Prinzip ermöglicht es, die notwendige Anpresskraft der Folie an den Wickelkern während des Wickelvorganges kontinuierlich anzupassen, beide Objekte während des Wickelvorganges mit vergleichsweise hoher Genauigkeit zu führen und reduziert zugleich die notwendige manuelle Handhabung der empfindlichen Folie auf ein Minimum.

Die Folie bildet nach einem Zuschnitt und dem Wickeln um einen Kern eine nahezu rotationssymmetrische fokussierende Optik für Röntgenstrahlung. Die effektive Apertur der Linsen wird nicht durch die mechanische Stabilität der Mikrostrukturen bestimmt, sondern durch die Größe der Mikroprismen und die Stärke und Form der strukturierten Folie. Die wesentlichen optischen Eigenschaften der Optik werden durch den Zuschnitt der Folienkontur bestimmt. Dadurch ist die Auslegung einer neuen Optik vergleichsweise schnell und einfach möglich. Dies, sowie der gesamte Herstellungsprozess der Folie, machen die Linsen besonders preisgünstig.

Die Qualität der nach dem Wickeln erhaltenen Struktur wird entscheidend von der Form des Zuschnittes bestimmt. Der bisherige manuelle Zuschnitt der Folien führte zu größeren Ungenauigkeiten, sowie zu einer mechanischen Belastung der Folie, die häufig ein Zerreißen der Folie zur Folge hatte. Im Gegensatz dazu belastet der Folienzuschnitt mittels Laserablation, wie er im Rahmen dieser Arbeit eingeführt wurde, die Folie praktisch nicht und ermöglicht eine hohe Zuschnittgenauigkeit sowie nicht deformierte Folienränder.

Trotz des verbesserten Wickelprozesses entstehen geometrische Abweichungen von der Idealform der Linsen. Um diese Abweichungen schon beim Entwurf des Folienzuschnitts berücksichtigen zu können, wurde die Berechnung der Form der Folien so angepasst, dass die resultierende Linse trotz der bis heute unvermeidlichen Unzulänglichkeiten der Folienfertigung möglichst optimale optische Eigenschaften aufweist. Hierzu wurden umfangreiche optische Analysen der Linsen durchgeführt und dabei die Auswirkungen der Unzulänglichkeiten auf die reale Linse bewertet.

Darüber hinaus wurden weitere Einflüsse auf die Leistungsfähigkeit der Linsen durch Simulationen und im Experiment überprüft. Hierzu zählten einerseits äußere Einflussparameter wie die Quellgröße oder etwa die Photonenenergie und andererseits innere Einflussparameter, wie ein Eintauchen der Prismenspitzen in die Rückseite der darunterliegenden Folie. Die Simulation der Linsen erfolgte zum Teil mit kommerziell erhältlicher Software. Es mussten aber auch Strahlver-

folungsprogramme selbst erstellt werden, um den Randbedingungen der gerollten Prismenlinsen gerecht werden zu können und somit die Rechengeschwindigkeit zu maximieren, sowie die Auswertung der Ergebnisse zu vereinfachen. Mit Hilfe der Simulationen lassen sich die optischen und geometrischen Grenzen bei der Auslegung von Linsen gut abschätzen, so dass schon beim Entwurf die Realisierbarkeit einer Linsenform überprüft werden kann. Hierdurch wird der experimentelle Aufwand minimiert.

Sowohl die Fertigungsgrenzen als auch die realisierbare Form der Linse bestimmen deren Qualität. Da zur Herstellung der Linsen ein mechanischer Wickelvorgang notwendig ist und dieser manuell vorgenommen wird, kommt es praktisch immer zu Abweichungen. Beim Wickeln der dünnen strukturierten Folie ist insbesondere die Faltenbildung der Folie unbedingt zu vermeiden: Sie führt zu einer so großen Abweichung der Anordnung brechender Elemente, dass die Linse praktisch nicht mehr fokussiert. Kleinere Fehler, wie etwa das Aufwickeln der Folie nicht genau senkrecht zum Wickelkern, können eine funktionsfähige Linse erzeugen, bewirken aber meistens während des Wickelns ein Blockieren der Vorwärtsbewegung und ein Einreißen oder Falten der strukturierten Folie.

Die Linsen wurden an Synchrotron- und Röhrenquellen auf Ihre Leistungsfähigkeit überprüft. Die mit dem optimierten Fertigungsprozess hergestellten Folien weisen an einer Synchrotronquelle eine spektrale Intensitätserhöhung von bis zu 60 auf, wobei Fokusgrößen von etwa 15  $\mu\text{m}$  Halbwertsbreite gemessen wurden. An Röhrenquellen in einem Diffraktometrieexperiment eingesetzte Linsen führten zu einer bis 18-fach höheren integrierten Linienintensität im Vergleich zum Aufbau mit einem Stahlrohrkollimator. Dies führt zu deutlich aussagekräftigeren Diffraktogrammen bei vorgegebener Messzeit, beziehungsweise erlaubt die Messzeit um eine Größenordnung zu reduzieren, was gerade bei kommerziellen Anwendungen ein entscheidender Vorteil ist.

Die sich aus der Theorie ergebene mögliche spektrale Intensitätserhöhung ist über das Verhältnis der Eingangsfläche der Linse zum minimalen Fokusedurchmesser, der sich aus der Prismenhöhe ergibt im Augenblick auf einen Faktor 130 festgelegt. Werden die durch die Herstellung eingeführten Limitierungen (wie die Quetschung) berücksichtigt, ergibt sich ein Faktor 100. Hieraus ist ersichtlich, dass eine weitere Optimierung immer noch möglich ist.

Um die Linsen letztendlich in kommerziellen Anwendungen einsetzen zu können, wäre eine weitere Leistungssteigerung der Linsen anzustreben. Dies bezieht sich insbesondere auf eine Reduzierung der in der Linse auftretenden Abschattungen und noch größere Aperturen.

Die Rolllinsen wurden auch als Kollimator zur homogenen Bildfeldausleuchtung in einem Röntgenmikroskopaufbau getestet. In Kombination mit einer abbildenden Linse, die ebenfalls am

Institut entwickelt wird, gelang es am Strahlrohr P05 an PETRA III in Hamburg bei 30 keV Photonenenergie Röntgenvollfeldmikroskopie mit einer Auflösung von 200 nm bei einer Bildfeldgröße von 80  $\mu\text{m}$  Kantenlänge erfolgreich durchzuführen. Mit der Möglichkeit den beleuchteten Probenbereich durch eine Anpassung des Folienzuschnitts optimal einzustellen, sollte eine weitere Verbesserung dieser Auflösung möglich sein. Die Apertur der Rolllinsen ließe sich durch die Fertigung längerer Folien auf größeren Siliziumwafern weiter steigern.

Die Simulation der Rolllinsen ist für deren Weiterentwicklung wichtig, aber sehr zeitaufwendig. Neuere Programmieretechniken und die Parallelisierung der Rechnungen auf viele Grafikkartenprozessoren sollten wesentlich kürzere Rechenzeiten ermöglichen. Kommerzielle Strahlverfolgungsprogramme sind nicht darauf ausgerichtet die besonderen Gegebenheiten brechender Röntgenoptiken auszunutzen. Die Berechnung des nächsten Schnittpunktes eines Strahles mit der Optik erfordert bei der Strahlverfolgung den größten Zeitaufwand und gerade bei Röntgenoptiken ist die Anzahl von zu überprüfenden Strukturen sehr groß. Würde berücksichtigt, dass bei Röntgenoptiken die Strahlableitwinkel aufgrund der geringen Brechzahlhübe sehr klein sind, ließe sich die Anzahl möglicher nächster Schnittpunktobjekte drastisch reduzieren.

Zur Verbesserung der Effizienz der Linsen müsste die Strahlabschattung innerhalb der Folienlagen reduziert werden. Hierzu müssten die brechenden Elemente auf einer annähernd kreisförmigen Linie angeordnet sein, was zu einer tonnenförmigen statt einer zylindrischen Form der Rolllinsen führen würde. Eine solche Linse mit entlang der optischen Achse gekrümmten Folien ließe sich realisieren, indem eine dreidimensional gekrümmte statt einer ebenen Folie aufgewickelt wird.

Eine weitere Möglichkeit zur Reduzierung der Abschattung wäre, den Abstand der Prismenstrukturen zueinander zu verringern. Dadurch würde die Brechkraft der Linsen pro Längeneinheit steigen und damit die Linsengesamtlänge sinken. Da kürzere Linsen höhere Fertigungstoleranzen beim Wickeln erlauben und sich zugleich die Abschattungseffekte reduzieren, wären damit größere effektive Aperturen möglich. Entsprechende Wafer sind bereits bestellt und werden demnächst am IMT zur Verfügung stehen. Erste Linsen mit noch weiter verbesserten optischen Eigenschaften können damit in Kürze getestet werden. Die am IMT entwickelten gerollten refraktiven Prismenlinsen haben mit Abschluss dieser Arbeit ein Qualitätsniveau erreicht, das bereits zu Kooperationsanfragen aus der Industrie geführt hat, weil ein Einsatz der Linsen in kommerziellen röntgenoptischen Analysegeräten zu erwarten ist.



## A. Literaturverzeichnis

- [1] Röntgen, W. C. (1898): *Über eine neue Art von Strahlen (1)/(2)*. Annalen der Physik und Chemie **300**, S. 1–11/12–17.
- [2] Laue, M. von (1920): *Über die Auffindung der Röntgenstrahlinterferenzen. Nobelvortrag gehalten am 3. Juni 1920 in Stockholm*. Karlsruhe, Deutschland: C. F. Müllersche Hofbuchhandlung.
- [3] Bragg, W. H. und Bragg, W. L. (1928): *Die Reflexion von Röntgen-Strahlen an Kristallen. Grundlegende Untersuchungen in den Jahren 1913 und 1914*. Leipzig, Deutschland: Leopold Voss.
- [4] Spieß, L.; Teichert, G.; Schwarzer, R.; Behnken, H. und Genzel, C. (2009): *Moderne Röntgenbeugung. Röntgendiffraktometrie für Materialwissenschaftler, Physiker und Chemiker*. 2. überarbeitete und erweiterte Auflage. Wiesbaden, Deutschland: Teubner. ISBN: 9783835101661.
- [5] Paganin, D. (2006): *Diffractive Optical Elements*. In: Lovesey, S. W.; Helliwell, J. R. und Chikawa, J. (Hrsg.): Oxford series on synchrotron radiation, 6: Coherent X-ray Optics. Oxford, New York, USA: Oxford University Press, S. 152–185.
- [6] Attwood, D. T. (2000): *Soft X-rays and extreme ultraviolet radiation. Principles and applications*. Cambridge, New York, USA: Cambridge University Press. ISBN: 9780521652148.
- [7] Last, A. (2014): *X-ray optics*. Online verfügbar unter <http://www.x-ray-optics.de>, zuletzt geprüft am 25.02.2014.
- [8] Willmott, P. R. (2011): *An introduction to synchrotron radiation. Techniques and applications*. Chichester, West Sussex, U.K.: John Wiley & Sons. ISBN: 9780470745786.
- [9] Lengeler, B.; Schroer, C. G.; Kuhlmann, M.; Benner, B.; Günzler, T. F.; Kurapova, O.; Rau, C.; Weitkamp, T.; Simionovici, A.; Snigirev, A. (2003): *Beryllium parabolic refractive X-ray lenses for full field imaging and scanning microscopy with hard X-rays*. Journal de Physique IV **104** (652), S. 221.
- [10] Nazmov, V.; Simon, R.; Reznikova, E.; Mohr, J.; Saile, V. (2012): *Polymer refractive crossed long lens: a new optical component for nanoimaging and nanofocussing in the hard X-ray region*. Journal of Instrumentation **7** (7), S. P07019.
- [11] Dufresne, E. M.; Arms, D. A.; Clarke, R.; Pereira, N. R.; Dierker, S. B.; Foster, D. (2001): *Lithium metal for X-ray refractive optics*. Applied Physics Letters **79** (25), S. 4085–4087.
- [12] Schroer, C. G.; Kuhlmann, M.; Hunger, U. T.; Günzler, T. F.; Kurapova, O.; Feste, S.; Frehse, F.; Lengeler, B.; Drakopoulos, M.; Somogyi, A. (2003): *Nanofocusing parabolic refractive X-ray lenses*. Applied Physics Letters **82** (9), S. 1485–1487.
- [13] Vaughan, G. B. M.; Wright, J. P.; Bytchkov, A.; Rossat, M.; Gleyzolle, H.; Snigireva, I.; Snigirev, A. (2010): *X-ray transfocators: focusing devices based on compound refractive lenses*. Journal of synchrotron radiation **18** (2), S. 125–133.
- [14] Lengeler, B.; Schroer, C.; Tummler, J.; Benner, B.; Richwin, M.; Snigirev, A.; Snigireva, I.; Drakopoulos, M. (1999): *Imaging by parabolic refractive lenses in the hard X-ray range*. Journal of synchrotron radiation **6** (6), S. 1153–1167.
- [15] Aristov, V.; Grigoriev, M.; Kuznetsov, S.; Shabelnikov, L.; Yunkin, V.; Weitkamp, T.; Rau, C.; Snigireva, I.; Snigirev, A.; Hoffmann, M. (2000): *X-ray refractive planar lens with minimized absorption*. Applied Physics Letters **77** (24), S. 4058–4060.
- [16] Jark, W.; Pèrennès, F.; Matteucci, M.; Caro, L. de (2008): *CLESSIDRA: Focusing hard X-rays efficiently with small prism arrays*. In: Erko, A.; Idir, M.; Krist, T. und Michette, A.

- (Hrsg.): Springer Series in Optical Sciences, 137: Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics. Berlin, Deutschland: Springer, S. 331–351.
- [17] Karlsson, S. (2008): *Approach and Device for Focusing X-rays* am 11.04.2008. Anmeldenr: US 12/081,235. Veröffentlichungsnr: US7742574 B2.
- [18] Simon, Markus (2010): *Röntgenlinsen mit großer Apertur*. Karlsruhe, Deutschland: KIT Scientific Publishing. ISBN: 386644530X (4).
- [19] Vogt, H.; Last, A.; Mohr, J.; Nazmov, V.; Simon, M.; Eisenhower, R.; Mettendorf, K. U. (2011): *Advances in the development of X-ray refractive large aperture rolled prism lenses*. In: Hudec, R. und Ladislav, P. (Hrsg.): EUV and X-Ray Optics: Synergy between Laboratory and Space II. Prag, Tschechische Republik: International Society for Optics and Photonics (SPIE): 8076, S. 80760I-1 - 80760I-11.
- [20] Vogt, H.; Simon, M.; Last, A.; Marschall, F.; Mohr, J.; Nazmov, V.; Eisenhower, R.; Mettendorf, K. U. (2011): *X-ray refractive large aperture rolled prism lenses as condensers for X-ray tubes*. In: Tissot, J.-L. M.; Mazuray, L.; Raynor, J. M.; Wartmann, R. und Wood, A. (Hrsg.): Optical Design and Engineering IV. Marseille, Frankreich: International Society for Optics and Photonics (SPIE): 8167, S. 81670V-1 - 81670V-7.
- [21] Eriksson, M. (1997): *Brilliance - an overview*. Journal of synchrotron radiation **4** (3), S. 111–113.
- [22] Als-Nielsen, J. und McMorrow, D. (2011): *Elements of modern X-ray physics*. 2. Aufl. Hoboken, New Jersey, USA: John Wiley & Sons. ISBN: 9780470973943.
- [23] Zschornack, G. (2006): *Handbook of X-ray data*. Berlin/Heidelberg, Deutschland: Springer. ISBN: 9783540286189.
- [24] Storm, E. (1972): *Calculated bremsstrahlung spectra from thick tungsten targets*. Physical Review A **5** (6), S. 2328–2338.
- [25] Deresch, A.; Jaenisch, G.-R.; Bellon, C.; Warrikhoff, A. (2012): *Simulating X-ray spectra: from tube parameters to detector output*. In: Johannes, M.; Guild, J.; Marshall, R.; Gerber, J.; Davies, B.; Bowie, C. und Moussa, B. (Hrsg.): 18th World Conference on Nondestructive Testing. Durban, Südafrika: South African Institute for Non-Destructive Testing (SAINT), S. 514–525.
- [26] Dehyagani, Z. S.; Yussof, A. L. (2011): *Spectrum analysis with Monte Carlo simulation, BEAMnrc, for low energy X-ray*. World Academy of Science, Engineering and Technology **5** (10), S. 625–628.
- [27] Ritchie, N. W. M. (2009): *Spectrum simulation in DTSA-II*. Microscopy and Microanalysis **15** (5), S. 454–468.
- [28] Hemberg, Oscar; Otendal, Mikael; Hertz, Hans M. (2004): *Liquid-metal-jet anode X-ray tube*. Optical Engineering **43** (7), S. 1682–1688.
- [29] Santarelli, J. F. (2008): *Schéma de principe du synchrotron*. Online verfügbar unter <http://www.anka.kit.edu/2184.php>, zuletzt geprüft am 25.02.2014.
- [30] Thompson, A.; Attwood, D.; Gullikson, E.; Howells, M.; Kwang-Je, K.; Kirz, J.; Kortright, J.; Lindau, I.; Liu, Y.; Pianetta, P.; Robinson, A.; Scofield, J.; Underwood, J.; Williams, G.: *X-ray data booklet*. 3. Auflage. Berkeley, Kalifornien, USA. Online verfügbar unter <http://xdb.lbl.gov>, zuletzt geprüft am 25.02.2014.
- [31] Hubbell, J. H.; Seltzer, S. M. (1996): *Tables of X-ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients*. National Institute of Standards and Technology (NIST). Online verfügbar unter <http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/index.cfm>, zuletzt geprüft am 25.02.2014.
- [32] Macchiarola, K.; Koenig, U.; Gobbo, L.; Campbell, I.; Am McDonald; Cirelli, J. (2007): *Modern X-ray diffraction techniques for exploration and analysis of ore bodies*. In: Reford, S.; Witherly, K.; Allen, M.; Reed, L.; Hollyer, G.; Howieson, K.; Lo, B.; Lachapelle, R.;

- Cuthertson, T.; Musselman, C.; Andrews, H.; Thuma, B. und Mueller, E. (Hrsg.): Exploration 07. 5th Decennial International Conference on Mineral Exploration (DMEC). Toronto, Kanada: Decennial Mineral Exploration Conferences (DMEC): 5, S. 1007–1011.
- [33] Saile, V. (2009): *LIGA and its applications*. In: Brand, O.; Fedder, G. K.; Hierold, C.; Korvink, J. G. und Tabata, O. (Hrsg.): *Advanced Micro & Nanosystems: LIGA and its applications*, Bd. 7. Weinheim, Deutschland: John Wiley & Sons, S. 1–11.
- [34] Arkadiev, Vladimir A.; Bzhaumikhov, Aniouar A. (1995): *X-ray focusing by polycapillary arrays*. In: Hoover, R. B. und Walker, B. C. (Hrsg.): *X-Ray and extreme ultraviolet optics*. San Diego, Kalifornien, USA: International Society for Optics and Photonics (SPIE): 2515, S. 514–525.
- [35] Daillant, J.; Gibaud, A. (2009): *Specular Reflectivity from Smooth and Rough Surfaces*. In: Ehlers, J.; Englert, B.-G.; Hänggi, P.; Hildebrandt, W.; Jones, R. A.; Löhneysen, H.; Raimond, J.-M.; Salmhofer, M.; Theisen, S.; Vollhardt, D.; Longair, M. S.; Rubio, A.; Hjorth-Jensen, M.; Pinton, J.-F. und Wells, J. D. (Hrsg.): *Lecture Notes in Physics, 58: X-ray and Neutron Reflectivity: Principles and Applications*, Bd. 58. Berlin, Deutschland: Springer, S. 85–112.
- [36] Snigirev, A.; Kohn, V.; Snigireva, I.; Souvorov, A.; Lengeler, B. (1998): *Focusing high-energy X-rays by compound refractive lenses*. *Applied optics* **37** (4), S. 653–662.
- [37] Lengeler, B.; Schroer, C. G.; Benner, B.; Günzler, T. Florian; Kuhlmann, M.; Tümmler, J.; Simionovici, A. S.; Drakopoulos, M.; Snigirev, A.; Snigireva, I. (2001): *Parabolic refractive X-ray lenses: a breakthrough in X-ray optics*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **467**, S. 944–950.
- [38] Aristov, V. V.; Grigoriev, M. V.; Kuznetsov, S. M.; Shabelnikov, L. G.; Yunkin, V. A.; Hoffmann, M.; Voges, E. (2000): *X-ray focusing by planar parabolic refractive lenses made of silicon*. *Optics Communications* **177** (1), S. 33–38.
- [39] Reznikova, E.; Weitkamp, T.; Nazmov, V.; Simon, M.; Last, A.; Saile, V. (2008): *Transmission hard X-ray microscope with increased view field using planar refractive objectives and condensers made of SU-8 polymer*. In: Quitmann, C.; David, C.; Nolting, F.; Pfeiffer, F. und Stampanoni, M. (Hrsg.): *9th International Conference on X-Ray Microscopy (XRM 2008)*. Zürich, Schweiz: IOP Science: 186, S. 89–92.
- [40] Last, A. (2009): *Refractive X-ray lenses produced by X-ray lithography*. In: Brand, O.; Fedder, G. K.; Hierold, C.; Korvink, J. G. und Tabata, O. (Hrsg.): *Advanced Micro & Nanosystems: LIGA and its applications*. Weinheim, Deutschland: John Wiley & Sons, S. 233–242.
- [41] Isakovic, A. F.; Stein, A.; Warren, J. B.; Narayanan, S.; Sprung, M.; Sandy, A. R.; Evans-Lutterodt, K. (2008): *Diamond kinoform hard X-ray refractive lenses: design, nanofabrication and testing*. *Journal of synchrotron radiation* **16** (1), S. 8–13.
- [42] Tanaka, T.; Morigami, M.; Oizumi, H.; Ogawa, T. (1993): *Freeze-drying process to avoid resist pattern collapse*. *Japanese journal of applied physics* **32** (12), S. 5813–5814.
- [43] Simon, M.; Altapova, V.; Baumbach, T.; Kluge, M.; Last, A.; Marschall, F.; Mohr, J.; Nazmov, V.; Vogt, H. (2012): *Refractive optical elements and optical system for high energy X-ray microscopy*. In: Pérez, C. A. und Souza, A. M. (Hrsg.): *X-ray Optics and Microanalysis: Proceedings of the 21st International Congress*. Campinas, Brasilien: AIP Publishing: 1437, S. 116–120.
- [44] Nillius, P.; Karlsson, S.; Cederström, B.; Fredenberg, E.; Danielsson, M. (2011): *Large-aperture focusing of high-energy X-rays with a rolled polyimide film*. *Optics letters* **36** (4), S. 555–557.

- [45] Anantatmula, R. P.; Johnson, A. A.; Gupta, S. P.; Horylev, R. J. (1975): *The gold-silicon phase diagram*. Journal of Electronic Materials **4** (3), S. 445–463.
- [46] Vogt, H.; Last, A.; Mohr, J.; Marschall, F.; Mettendorf, K.-U.; Eisenhower, R.; Simon, M. (2013): *Low cost rolled X-ray prism lenses to increase photon flux density in diffractometry experiments*. (Veröffentlichung 2014). Advances in X-ray Analysis **57**.
- [47] Grote, K.-H. und Feldhusen, J. (2011): *DUBBEL Taschenbuch für den Maschinenbau*. 23. Aufl. Berlin, Deutschland: Springer. ISBN: 3642173063.
- [48] Fujifilm Electronic Materials (2012): *Durimide 10/32 pre-imidized Polyamide-imide [Produktinformationen]*. Online verfügbar unter [http://www.fujifilmusa.com/shared/bin/Durimide%2010&32\\_US12.pdf](http://www.fujifilmusa.com/shared/bin/Durimide%2010&32_US12.pdf), zuletzt geprüft am 25.02.2014.
- [49] Blair, K. (2006): *Summary of properties for Kapton polyimide films*. Dupont. Online verfügbar unter [http://www2.dupont.com/Kapton/en\\_US/assets/downloads/pdf/summaryofprop.pdf](http://www2.dupont.com/Kapton/en_US/assets/downloads/pdf/summaryofprop.pdf), zuletzt geprüft am 25.02.2014.
- [50] Hertz, H. M. (1882): *Über die Berührung fester elastischer Körper*. Journal für die reine und angewandte Mathematik **92**, S. 156–171.
- [51] VDI-Richtlinie 5575, Blatt 1, 2009: *Röntgenoptische Systeme - Begriffe*. Online verfügbar unter [http://www.vdi.de/richtlinie/vdivde\\_5575\\_blat1-roentgenoptische\\_systeme\\_begriffe](http://www.vdi.de/richtlinie/vdivde_5575_blat1-roentgenoptische_systeme_begriffe), zuletzt geprüft am 25.02.2014.
- [52] He, B. B. (2011): *Two-dimensional X-ray Diffraction*. Hoboken, New Jersey, USA: John Wiley & Sons. ISBN: 1118210751.